



**Universidade de Brasília - UnB
Faculdade UnB Gama - FGA
Engenharia de Energia**

**MEDIÇÃO DE FATOR DE ATRITO E PERDA DE
CARGA EM DUTOS ANULARES CONCÊNTRICOS E
EXCÊNTRICOS**

**Autor: Danily Andrade Veloso
Orientador: Jhon Nero Vaz Goulart
Coorientador: Tiago de Melo**

**Brasília, DF
2018**



DANILY ANDRADE VELOSO

**MEDIÇÃO DE FATOR DE ATRITO E PERDA DE CARGA EM DUTOS ANULARES
CONCÊNTRICOS E EXCÊNTRICOS**

Monografia submetida ao curso de graduação em Engenharia de Energia da Universidade de Brasília, como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia de Energia.

Orientador: Prof. Dr. Jhon Nero Vaz Goulart

Coorientador: Me. Tiago de Melo

**Brasília, DF
2018**

CIP – Catalogação Internacional da Publicação*

Andrade Veloso, Danily.

Medição de Fator de Atrito e Perda de Carga em Dutos Anulares Concêntricos e Excêntricos / Danily Andrade Veloso. Brasília: UnB, 2018. 103 p. : il. ; 29,5 cm.

Monografia (Graduação) – Universidade de Brasília
Faculdade do Gama, Brasília, 2018. Orientação: Jhon Nero Vaz Goulart.

1. Escoamento interno. 2. Perda de carga. 3. Fator de atrito I. Nero, Jhon. II. Medição de Fator de Atrito e Perda de Carga em Dutos Anulares Concêntricos e Excêntricos

CDU Classificação

MEDIÇÃO DE FATOR DE ATRITO E PERDA DE CARGA EM DUTOS ANULARES CONCÊNTRICOS E EXCÊNTRICOS

Danily Andrade Veloso

Monografia submetida como requisito parcial para obtenção do Título de Bacharel em Engenharia de Energia da Faculdade UnB Gama - FGA, da Universidade de Brasília, em 06/07/2018 apresentada e aprovada pela banca examinadora abaixo assinada:

Prof. Dr. : Jhon Nero Vaz Goulart, UnB/ FGA
Orientador

Prof. Dr. : Luciano Gonçalves Noletto, UnB/ FGA
Membro Convidado

Prof. Dr. : Felipe Chagas Storti, UnB/ FGA
Membro Convidado

Brasília, DF
2018

RESUMO

O escoamento em dutos possui diversas aplicações na engenharia, dessa forma há vários autores que estudam principalmente a perda de carga nas tubulações, visto a forte e direta influência desta grandeza nos projetos. Um dos principais aspectos envolvendo o assunto é a geometria da tubulação, que por sua vez, influencia significativamente aspectos como fator de atrito, na tensão de cisalhamento na parede dos dutos e distribuição de massa no interior do duto. Apesar de haver muitos dados experimentais e numéricos envolvendo diferentes geometrias, os dados ainda se mostram inconclusivos e limitados às condições específicas, principalmente em relação aos escoamentos turbulentos. O presente trabalho tem como objetivo realizar um estudo experimental e numérico acerca de grandezas relacionadas à perda de carga em dutos de seção circular e não-circular, visando conhecer com mais profundidade a influência da geometria. Para isso, analisou-se vazão e perda de carga em cinco seções de testes: uma seção circular; uma seção anular formada por dutos concêntricos, de razão de raios, $r/R = 0,54$; e outras três seções anulares, de mesma razão de raios, formadas por dutos excêntricos, cujas excentricidades são 0,20; 0,50 e 0,70. Para todas as seções foram feitas médias utilizando diferentes valores de vazão, sendo avaliada a faixa de Re [2000-30000], sendo essa, baseada no diâmetro hidráulico, na velocidade média do escoamento e na viscosidade cinemática do fluido. O fluido de trabalho utilizado foi ar, com experimentos conduzidos a condições ambientes. Considerou-se o escoamento como sendo estacionário, incompressível e isotérmico. Para a simulação numérica foi utilizada a técnica de volumes finitos e o modelo de turbulência $k - \omega$ SST. Os dados experimentais relativos ao fator de atrito e tensão cisalhante foram comparados com soluções analíticas disponíveis na literatura aberta. Da mesma forma, foi realizada a comparação entre dados experimentais e dados resultantes de simulações numéricas, que por sua vez, manteve as mesmas condições geométricas e dinâmicas do ensaio experimental. Os resultados encontrados mostraram-se satisfatórios apresentando boa similaridade com o proposto pelos trabalhos anteriores, tanto para o fator de atrito, quanto para uma análise qualitativa da tensão cisalhante junto à parede, em todas as seções de testes.

Palavras-chave: Escoamento interno. Perda de carga. Fator de atrito. Tensão de cisalhamento. Seção não-circular. Tubos concêntricos. Tubos excêntricos.

ABSTRACT

Internal flow has several applications in engineering, thus there are many articles mainly about pressure drop in pipes, given the strong and direct influence of this matter in projects. One of the mainly aspects regarding the subject is the pipe geometry, since the fact that friction factor, shear stress near the duct wall and velocity distribution into the duct are significantly influenced by it. Although the fact there are several numerical and experimental data involving different geometries, those are still inconclusive and limited to specific conditions, mainly in the case of turbulent flow. This present study has as mainly goal to develop an experimental and numerical studying regarding pressure drop aspects in pipes of circular and non-circular cross section. For this, flow rate and pressure drop were analyzed through five different test sections: a circular cross section; an annular cross section formed by concentric pipes with radius ratio of, $r/R=0,54$; and other three annular cross section, with the same radius ratio, formed by eccentric pipes, whose eccentricity of 0,20; 0,50 and 0,70. For all sections, were evaluated different flow rates averages, presenting a Reynolds number range of [2000-30000], based on hydraulic diameter, on the mean velocity of the flow, and on the kinematic viscosity of the fluid. The fluid used was air in regular conditions. It was considered a permanent, incompressible and isothermal flow. For the numerical simulation, the finite volume technique and the turbulence model $k-\omega$ SST were used. The experimental data concerning the friction factor and shear stress were compared to analytical solutions proposed in literature. Similarly, it was performed a comparison between experimental data and results from numerical simulations, with the same geometrical and dynamic conditions as the experimental tests. The results are shown to be satisfactory, presenting similarity to the previous studies, for both the friction factor and shear stress in the wall, on all cross sections.

Keywords: Internal flow. Pressure drop. Friction factor. Shear stress. Non-circular section. Concentric ducts. Eccentric ducts.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Diagrama de Moody (Fonte: Adaptado de LaViolette, 2017).	17
Figura 2. Número de Nusselt e fator de atrito para o escoamento laminar totalmente desenvolvido em tubos de diferentes seções transversais $D_h = \frac{4A_c}{\rho}$; $Re = \frac{v_m D_h}{\nu}$ e $Nu = \frac{h D_h}{k}$ (Adaptado de Cengel, 1998).....	19
Figura 3. Seção anular. (a) Concêntricos; (b) Excêntricos.	21
Figura 4. Escoamento entre Duas Placas Planas	24
Figura 5. Escoamento em um Duto Circular.....	27
Figura 6. Seção de testes. (a) Seção circular; (b) Seção anular concêntrica.	42
Figura 7. Seção Anular Excêntrica. (a) Excentricidade 0,20; (b) Excentricidade 0,50; (c) Excentricidade 0,70.....	44
Figura 8. Vista lateral da seção circular de testes.	45
Figura 9. Vista lateral da seção anular de testes.....	45
Figura 10. Exemplo de montagem para as excentricidades (a) 0,20, (b) 0,50 e (c) 0,70.	46
Figura 11. Montagem do Tubo de Preston. (a) Tubos Concêntricos; (b) Tubos Excêntricos.....	50
Figura 12. Fator de atrito experimental referente a seção circular. a) Comparação com a curva de Colebrook-White; b) Comparação com a curva de Blasius.....	54
.....	55
Figura 13. Comparação com Regime Laminar – Seção Circular.	55
Figura 14. Fator de atrito experimental referente a seção anular. a) Comparação com a curva de Blasius; b) Comparação com a curva de Colebrook-White; c) Comparação com a curva de Gnielinski.....	58
Figura 15. Comparação com o Regime Laminar – Seção Anular Concêntrica.	59
Figura 16. Fator de Atrito da Seção Anular Concêntrica – Comparação com Numérico.....	60

Figura 17. Fator de atrito experimental referente a seção anular de $e = 0,20$. a) Comparação com a curva de Blasius; b) Comparação com a curva de Colebrook-White; c) Comparação com a curva de Gnielinski.....	62
Figura 18. Fator de Atrito da Seção Excêntrica, $e = 0,20$ – Comparação com Numérico.....	63
Figura 19. Fator de atrito experimental referente a seção anular de $e = 0,50$. a) Comparação com a curva de Blasius; b) Comparação com a curva de Colebrook-White; c) Comparação com a curva de Gnielinski.....	65
Figura 20. Fator de Atrito da Seção Excêntrica, $e = 0,50$ – Comparação com Numérico.....	66
Figura 21. Fator de atrito experimental referente a seção anular de $e = 0,70$. a) Comparação com a curva de Colebrook-White; b) Comparação com a curva de Blasius; c) Comparação com a curva de Gnielinski.	68
Figura 22. Comparativo do Fator de Atrito entre as Seções de Teste.....	69
Figura 23. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Externa - $e = 0,20$	74
Figura 24. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Interna - $e = 0,20$	75
Figura 25. Tensão Cisalhante Numérica na Parede Externa - $e = 0,20$	75
Figura 26. Tensão Cisalhante Numérica na Parede Interna - $e = 0,20$	76
Figura 27. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Externa - $e = 0,50$	77
Figura 28. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Interna - $e = 0,50$	77
Figura 29. Tensão Cisalhante Numérica na Parede Externa - $e = 0,50$	78
Figura 30. Tensão Cisalhante Numérica na Parede Interna - $e = 0,50$	78
Figura 31. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Externa - $e = 0,70$	79
Figura 32. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Interna - $e = 0,70$	79

SUMÁRIO

1.INTRODUÇÃO	9
1.1. OBJETIVOS DO TRABALHO	10
1.1.1 Objetivos específicos	11
2. REFERENCIAL TEÓRICO.....	12
2.1. ESCOAMENTO LAMINAR E TURBULENTO EM DUTOS	13
2.2. ESCOAMENTO EM TUBOS DE SEÇÃO CIRCULAR	15
2.3. ESCOAMENTO EM TUBOS DE SEÇÃO NÃO-CIRCULAR	18
2.3.1. Dutos concêntricos e excêntricos.....	21
3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	23
3.1. Equações Fundamentais	23
3.1.1. ESCOAMENTO LAMINAR ENTRE DUAS PLACAS PLANAS.....	24
3.1.2. ESCOAMENTO LAMINAR EM UM DUTO CIRCULAR.....	27
3.2. ESCOAMENTO TURBULENTO	30
3.2.1. Regiões Junto à Parede.....	33
3.2.2. O Fator de Atrito em Escoamentos Turbulentos	36
3.3. MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	38
3.3.1. MODELO <i>SHEAR STRESS TRANSPORT</i> (SST).....	39
4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	42
4.1. DESCRIÇÃO DA BANCADA DE TESTES	42
4.2 INSTRUMENTAÇÃO	47
4.3. METODOLOGIA DE ENSAIO.....	48
4.3.1 Medição de Perda de Carga	49
4.3.2. Medição de Tensão de Cisalhamento na Parede dos Tubos.....	50
4.3.3. Metodologia Numérica	51
5. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	53
5.1. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO FATOR DE ATRITO NA SEÇÃO TRANSVERSAL CIRCULAR	53
5.2. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO FATOR DE ATRITO PARA DUTOS CONCÊNTRICOS.....	56
5.3. DETERMINAÇÃO DO FATOR DE ATRITO PARA DUTOS EXCÊNTRICOS	60
5.3.1. EXCENTRICIDADE 0,20.....	61
5.3.2. EXCENTRICIDADE 0,50.....	64

5.3.3. EXCENTRICIDADE 0,70.....	66
5.4. COMPARATIVO DO FATOR DE ATRITO EXPERIMENTAL ENTRE SEÇÕES DE TESTES.....	69
5.5. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA TENSÃO DE CISALHAMENTO NA PAREDE DE DUTOS CONCÊNTRICOS E EXCÊNTRICOS	70
5.5.1. TENSÃO DE CISALHAMENTO EM DUTOS CONCÊNTRICOS.....	71
5.5.2. TENSÃO DE CISALHAMENTO EM DUTOS EXCÊNTRICOS.....	74
6. CONCLUSÃO	81
7. TRABALHOS FUTUROS.....	84
8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85
ANEXOS	88
ANEXO I: Planilha de Calibração Equipamento da DWYER	89
ANEXO II: Planilha de Calibração – Tubo de Preston	90
ANEXO III: Artigo publicado no CONEM 2018	91

1.INTRODUÇÃO

Escoamentos internos caracterizados como permanente, incompressível, e sujeito à influência de efeitos viscosos, se apresentam em diversas aplicações na engenharia. Tais aplicações são facilmente percebidas, a exemplo de redes de abastecimento de água de uma cidade, da irrigação de uma plantação, assim como na tubulação das indústrias.

Quanto à Engenharia de Energia, tem-se a aplicação desses escoamentos em poços de perfuração de petróleo, assim como em trocadores de calor do tipo casco-tubo, trocadores de calor concêntricos, reatores nucleares, transportes de diferentes tipos de fluidos, dentre outros.

No entanto, na prática, independente da aplicação, escoamentos de fluidos estão sempre submetidos a resistências que resultam em dissipação de energia, fato que impacta de forma significativa a performance das máquinas e, conseqüentemente, os projetos de engenharia, conforme é apresentado no trabalho de Cardoso *et al.*, 2008.

Um das principais formas de dissipação de energia é a chamada perda de carga, caracterizada pela redução de energia de pressão ao longo do comprimento da tubulação, devido a forças viscosas e a consequente geração de tensão cisalhante na parede do duto. Essa interação é normalmente expressa pelo fator de atrito adimensional.

Assefa e Kaushal (2015) afirmam que ao projetar uma tubulação para fluidos Newtonianos e não-Newtonianos, um dos parâmetros mais importantes é a perda de carga, dado a sua influência direta na potência requerida de bombeamento. Dessa forma, o projeto deve levar em consideração não apenas as características da máquina em si, como também as características da tubulação e do sistema a ela conectado.

Desse modo, se faz importante a compreensão que a tubulação de um sistema pode diferenciar-se devido à disposição física em que se encontra inserida, a necessidade ou não da utilização de acessórios que influenciam de forma

determinante à perda de carga, como também, podem diferenciar-se segundo sua geometria da seção transversal.

A grande maioria de estudos teóricos e experimentais concentram-se em escoamentos em dutos de seção transversal circular, porém, seja por questões econômicas, seja por questões construtivas, há diversas aplicações na engenharia para dutos de geometria não-circular.

São exemplos de aplicações de dutos de seção anular, trocadores de calor do tipo casco-tubo, sistemas de irrigação, e até mesmo coluna de injeção à vácuo, utilizada na indústria de extração de petróleo com intuito de diminuir perdas de calor e aumentar o fator de recuperação do óleo contido nos reservatórios (Pereira, Ribeiro e Romero, 2017).

Desse modo, devido às inúmeras aplicações e às facilidades construtivas, a seção anular tem sido objeto de estudo de muitos trabalhos experimentais e numéricos ao longo dos últimos anos.

Tais trabalhos tem abordado temas como a influência da razão dos raios da seção, r/R , em determinadas grandezas, a concentricidade e excentricidade dos tubos, assim como a distribuição de tensão cisalhante (Liu e Lu, 2004).

Segundo Kaneda *et al.* (2003), apesar de haver estudos tanto experimentais, quanto computacionais, envolvendo escoamento turbulento em seções anulares, os resultados encontrados ainda são incompletos e incertos, levantando assim, a necessidade da realização de demais trabalhos focados nessa área de estudo.

1.1. OBJETIVOS DO TRABALHO

Este trabalho tem por objetivo geral realizar um estudo experimental e numérico acerca da perda de carga, do fator de atrito e medições de tensão de cisalhamento na parede de dutos de seção circular e não-circular, visando conhecer com mais especificidade a influência da geometria da seção transversal na distribuição dessas grandezas.

1.1.1 Objetivos específicos

São objetivos específicos desse trabalho:

- Criar uma bancada de testes para avaliação de perda de carga e fator de atrito para escoamentos internos;
- Fabricar seção de duto circular, de modo a validar o método experimental e se tornar parâmetro comparativo a outra seção;
- Fabricar tubos concêntricos, cuja área de passagem do escoamento possui uma geometria anular;
- Fabricar diferentes configurações de tubos excêntricos, mantendo a geometria anular da área de passagem do escoamento;
- Avaliar os dados experimentais com vistas ao equacionamento proposto na literatura aberta;
- Comparar dados experimentais a dados numéricos de mesma geometria e características dinâmicas;
- Determinar a influência da geometria no número de Reynolds e nas grandezas avaliadas.

2. REFERENCIAL TEÓRICO

Segundo Liu e Lu (2004), os estudos e trabalhos realizados na área de escoamentos tubulares abrangem uma considerável gama de experimentações. O autor explana que há muitas soluções particulares conhecidas, inúmeras soluções computacionais e muitos dados experimentais.

No entanto, a teoria disponível está restrita a casos particulares que por sua vez, desprezam efeitos importantes como o processo transiente, escoamentos não-desenvolvidos, escoamento em transição e a compressibilidade, além de apresentarem exatidão contestável (Sousa e Neto, 2014).

O escoamento em dutos além de permanente, incompressível e com influência de efeitos viscosos, pode ser também classificado como interno, ou seja, sendo restrito por paredes limítrofes, assim, são também chamados de escoamentos parietais, que por sua vez, podem ser classificados como abertos ou fechados.

Escoamentos parietais abertos podem ser encontrados nas calhas de chuva, ou mesmo em sistemas de irrigação. Já os escoamentos parietais fechados ainda se dividem em totalmente cheios, quando os sistemas funcionam por pressão, ou parcialmente cheios, quando esses funcionam por gravidade, a exemplo do sistema de saneamento.

O estudo de escoamento interno requer cautela quanto à chamada região de entrada do duto, visto que nessa região o escoamento ainda está em pleno desenvolvimento.

Em dutos circulares o aumento dos efeitos viscosos acontece ao longo do chamado comprimento de entrada do tubo, onde é verificado o crescimento das camadas-limite, além de uma queda de pressão não linear. Uma vez que ocorre uma fusão das camadas-limite, verifica-se um perfil de velocidade desenvolvido, e por sua vez, uma queda de pressão linear, e a tensão cisalhante na parede assume um valor constante. Tal região é denominada região de escoamento totalmente desenvolvido (White, 2007).

A literatura aberta explana a dificuldade de propor uma teoria geral para o estudo de escoamento interno, visto as inúmeras mudanças observadas no mesmo.

Assim, se faz necessário a compreensão da distinção entre escoamentos laminares e turbulentos em dutos, assim como a ciência da chamada região de transição.

2.1. ESCOAMENTO LAMINAR E TURBULENTO EM DUTOS

Um dos parâmetros mais utilizados em trabalhos envolvendo mecânica dos fluidos é o número de Reynolds, devido a vasta aplicação desse conceito em efeitos relacionados a área de estudo.

Por meio do clássico experimento em 1883, Osborne Reynolds determinou o clássico grupo adimensional denominado número de Reynolds. Esse parâmetro pode ser definido como uma relação entre forças inerciais e forças viscosas, como pode ser observado na Eq. (1).

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} \quad (1)$$

Onde D é o diâmetro interno da tubulação, U a velocidade média do escoamento, ρ é a massa específica do fluido e μ é a viscosidade dinâmica do fluído.

A principal aplicação do número de Reynolds é na classificação do escoamento entre regime laminar, regime turbulento e regime transicional.

O escoamento laminar é caracterizado por ser suave e permanente, ainda que hajam perturbações essas são ocasionais e amortecidas rapidamente pela preponderância dos efeitos viscosos.

A literatura afirma que o regime laminar do escoamento interno é principalmente determinado segundo o número de Reynolds. Onde equações propostas para tal regime, possuem a restrição de serem utilizadas para números de Reynolds inferiores a 2300.

O escoamento turbulento, por sua vez, é caracterizado pelas perturbações e flutuações constantes nos campos de velocidade e pressão. Assim, segundo White (2007), uma das formas de estudá-los é através de suas médias e valores

estatísticos. Dessa forma, ao analisar tal regime de escoamento trabalha-se com valores médios de velocidade, pressão, tensão cisalhante, dentre outros.

A literatura afirma que há uma região de transição entre o regime laminar e turbulento. A grande maioria dos autores concordam que essa se encontra na faixa de $2000 < Re < 4000$. No entanto, há outros, a exemplo de Cengel (1998), que apesar de afirmarem que há uma mudança aleatória entre o regime laminar e turbulento nesta faixa, consideram um escoamento transicional até $Re = 10.000$ para um tubo liso de seção circular.

Todavia, Cengel (1998) salienta que para a classificação do regime do escoamento é necessário considerar a rugosidade da superfície, vibrações no duto e as flutuações do regime. Dessa forma, ao evitar vibrações e distúrbios no escoamento, seria possível obter um regime laminar ainda que com um número elevado de Reynolds em um duto liso.

Outro ponto que é amplamente estudado se tratando de escoamento interno, é o perfil de velocidade do escoamento, que por sua vez, varia de acordo com o regime encontrado. Estando o escoamento em um regime laminar é possível observar que o perfil de velocidade tem uma forma parabólica, onde a velocidade média do escoamento equivale à metade da velocidade máxima. No caso do regime turbulento, o perfil de velocidade é caracterizado por ser achatado no centro, reduzindo bruscamente a zero nas regiões próximas à parede (Silva *et al.*, 2017). Soluções experimentais propostas por Nikuradse, em 1933, mostraram que o perfil de velocidade do escoamento turbulento em dutos circulares pode ser aproximado por uma lei de potência do tipo $\bar{u}/U_{m\acute{a}x} = (r/R)^{1/n}$, onde n , é um coeficiente experimental e tem sido aceito como $n = 7$.

Para escoamentos laminares e turbulentos a distribuição de tensão cisalhante encontra seus valores máximos junto às paredes. Enquanto possuem tensão cisalhante nula nas linhas de velocidade máxima (White, 2007), ou seja, no centro da seção. Contudo, as tensões turbulentas não necessariamente são nulas nessa região.

2.2. ESCOAMENTO EM TUBOS DE SEÇÃO CIRCULAR

Para fazer a análise do escoamento tubular, a literatura faz algumas suposições, são elas: a massa específica e a viscosidade são constantes para todo o escoamento, não há interação térmica, as condições de entrada e saída do tubo são conhecidas, as equações devem ser resolvidas para velocidade e pressão, e a condição de não-eskorregamento nas paredes do duto deve ser imposta.

Assim, compreende-se que no escoamento interno, as forças de pressão realizam trabalho ao conduzir o fluido, trabalho esse que é contrabalanceado pela dissipação viscosa relacionada a tensão de cisalhamento na parede do tubo (Cengel, 1998). Tais questões influenciam diretamente à perda de carga da tubulação e à tensão cisalhante na parede do duto, se fazendo necessário estudos mais aprofundados dessas grandezas.

Assim sendo, para determinar o valor de perda de carga do escoamento em uma determinada região da tubulação, ΔP , a equação mais utilizada é a chamada equação de Darcy-Weisbach desenvolvida por volta de 1840, descrita pela Eq. (2).

$$\Delta P = \frac{f \cdot \rho \cdot L \cdot u_m^2}{D \cdot 2} \quad (2)$$

Onde f é o fator de atrito, L é o comprimento da região avaliada, D o diâmetro interno da tubulação, u_m a velocidade média do escoamento naquela região e o ρ é a massa específica do fluido.

Independente do regime do escoamento, a equação de perda de carga se mantém a mesma, contudo, o método de obtenção de valores do fator de atrito, é intimamente dependente do número de Reynolds e da geometria da tubulação e em alguns casos da rugosidade relativa.

Segundo Sousa e Neto (2014), a maior dificuldade na determinação da perda de carga através da Eq. (2), é a aferição do fator de atrito. Assim há diversos trabalhos sendo realizados com a finalidade de desenvolver equações que explicitem tal valor.

Em termos do fator de atrito para o regime laminar, esse é inversamente proporcional ao número de Reynolds, possuindo uma equação bem definida se tratando de tubos circulares. Tal equação foi proposta por Hagen e Poiseuille, em 1840, representada pela Eq. (3).

$$f = \frac{64}{\text{Re}} \quad (3)$$

A Equação (3) é completamente obtida analiticamente através das equações de Navier-Stokes, sob simplificações de escoamento permanente, incompressível, laminar e completamente desenvolvido.

Segundo Assefa e Kaushal (2015), o fator de atrito para um regime turbulento, por sua vez, ainda enfrenta dificuldades teóricas e problemas práticos, havendo assim diversos equacionamentos propostos disponíveis na literatura.

Também há a contribuição de trabalhos experimentais modificando, ou mesmo preenchendo lacunas de equacionamentos propostos ao longo dos anos. A equação de Blasius de 1911, por exemplo, ilustra o que acontecia com a queda de pressão observada por Hagen em 1839 (White, 2007).

Cardoso *et al.* (2008) ressaltam que para um escoamento interno de seção circular em regime turbulento, o fator de atrito pode ser estimado com uma boa exatidão pela equação proposta por Blasius, Eq. (4), que tem como faixa de aplicação, $4000 < \text{Re} < 10^5$.

$$f = 0,316 \cdot \text{Re}^{-\frac{1}{4}} \quad (4)$$

Alves (2000) e Bernuth (1990) afirmam ser uma boa alternativa a utilização do coeficiente f , provindo da equação de Blasius, na equação de Darcy-Weisbach, Eq. (2), relativo à perda de carga na tubulação. Um dos principais motivos é o fato de ambas estarem firmadas em conceitos teóricos, além da boa exatidão de resultados.

Outra equação também vastamente utilizada para calcular o fator de atrito em regime de escoamento turbulento é a equação de Colebrook-White, 1939 (Eq.5). Os coeficientes de tal equação foram determinados de maneira empírica, apresentando

o próprio coeficiente f de maneira implícita, resultando na necessidade de utilização de métodos iterativos (Cardoso *et al.*, 2008).

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \cdot \text{Log} \left(\frac{\varepsilon}{3,71 \cdot D} + \frac{2,51}{\text{Re} \cdot \sqrt{f}} \right) \quad (5)$$

Onde ε é a rugosidade absoluta do tubo e D o diâmetro interno do mesmo.

O diagrama de Moody, Fig. (1), é um outro instrumento de ampla aplicação que possibilita o entendimento quanto ao comportamento viscoso de um determinado escoamento. Mensura de maneira prática, a partir de características do duto, o coeficiente de atrito de Darcy-Weisbach. Assim, permite o estudo da perda de energia devido a efeitos viscosos (LaViolette, 2017).

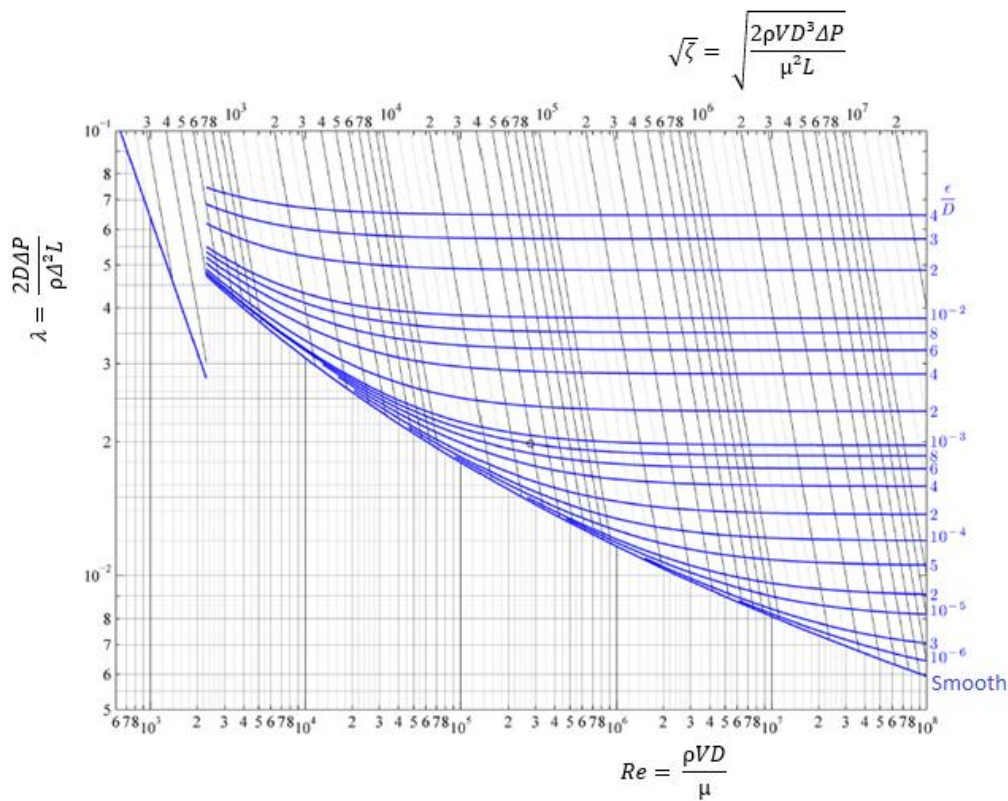


Figura 1. Diagrama de Moody (Fonte: Adaptado de LaViolette, 2017).

2.3. ESCOAMENTO EM TUBOS DE SEÇÃO NÃO-CIRCULAR

Fundamentalmente para analisar um escoamento em dutos, parte-se da geometria circular, logo a grande maioria de dados, equacionamentos e conclusões mais assertivas da literatura se dão para essa geometria de tubo.

No entanto, a literatura é concisa quanto a mudança de geometria do duto influenciando em questões como o fator de atrito do escoamento. Onde dutos de seção quadrada, triangular e demais formatos apresentam valores que se diferem do duto circular.

A literatura (Cengel,1998) apresenta uma tabela na Fig. (2), onde é possível ver a variação da equação do fator de atrito, para um regime laminar, de acordo com a geometria da seção transversal do tubo. Assim, o numerador da Eq. (3), que para uma seção circular é 64, para a seção retangular, varia entre 56,92 a 96 à medida que a relação entre as dimensões da área de passagem aumenta. Já para uma seção triangular, o numerador varia de acordo com a angulação das paredes limítrofes, sendo 50,80 para 10° , chegando a 53,32 para 60° e voltando para 50,96 para 120° .


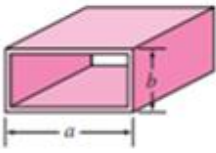
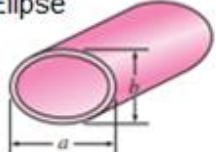
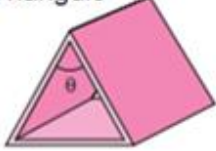
Geometria do Tubo	a/b ou θ	Número de Nusselt		Fator de atrito f
		$T_s = \text{Cte}$	$\dot{q}_s = \text{Cte}$	
Círculo 	—	3.66	4.36	64.00/Re
Retângulo 	a/b 1 2 3 4 6 8 ∞	2.98 3.39 3.96 4.44 5.14 5.60 7.54	3.61 4.12 4.79 5.33 6.05 6.49 8.24	56.92/Re 62.20/Re 68.36/Re 72.92/Re 78.80/Re 82.32/Re 96.00/Re
Elipse 	a/b 1 2 4 8 16	3.66 3.74 3.79 3.72 3.65	4.36 4.56 4.88 5.09 5.18	64.00/Re 67.28/Re 72.96/Re 76.60/Re 78.16/Re
Triângulo 	θ 10° 30° 60° 90° 120°	1.61 2.26 2.47 2.34 2.00	2.45 2.91 3.11 2.98 2.68	50.80/Re 52.28/Re 53.32/Re 52.60/Re 50.96/Re

Figura 2. Número de Nusselt e fator de atrito para o escoamento laminar totalmente

desenvolvido em tubos de diferentes seções transversais $D_h = \frac{4A_c}{\rho}$; $Re = \frac{\nu_m D_h}{\nu}$ e

$$Nu = \frac{hD_h}{k} \text{ (Adaptado de Cengel, 1998).}$$

Até mesmo as faixas de mudança de regime do escoamento sugeridas por White (2007) são representativas, visto que a geometria do escoamento, a rugosidade superficial e nível de flutuações na entrada influenciam de forma significativa tais valores.

Quando se trata de escoamentos internos com seções transversais não-circulares, é necessário fazer ajustes principalmente no método de análise utilizado. O equacionamento para escoamento laminar, e o próprio diagrama de Moody, são exemplos de pontos que necessitam de alterações quando tal geometria é modificada.

Essa alteração se inicia no número de Reynolds, onde para escoamentos internos em dutos não-circulares, esse passa a ser baseado no diâmetro hidráulico (D_h) que é definido por ser a razão entre o quádruplo da área de passagem (A_p) e o perímetro molhado (P_m) da mesma, conforme a Eq. (6).

$$D_h = \frac{4A_p}{P_m} \quad (6)$$

Dessa forma, o diâmetro hidráulico em um tubo de seção transversal circular é o próprio diâmetro da seção. Em uma geometria quadrada, o diâmetro hidráulico se resume ao tamanho da aresta desta seção. Já no caso retangular, tem-se uma relação envolvendo o produto e o somatório das dimensões da área de passagem (Cengel, 1998).

Assim, o fator de atrito torna-se dependente do número de Reynolds e da rugosidade relativa baseados no diâmetro hidráulico. O diagrama de Moody, por sua vez, não vale exatamente para tais casos, apresentando uma incerteza de $\pm 15\%$ no cálculo do fator de atrito (White, 2007).

Assim, há diversos trabalhos disponíveis envolvendo tais modificações para escoamento em dutos de seção não-circular. Gnielinski (2009), então, se propôs a fazer uma extensa investigação quanto as correlações propostas por outros pesquisadores referentes ao fator de atrito, dentre outros parâmetros, do escoamento em tubos de seção anular.

A iniciativa de Gnielinski (2009) foi realizar um ajuste da equação proposta por Konakov, em 1946, tal ajuste se dá pela modificação do número de Reynolds, utilizando o método de Jones e Leung, proposto em 1981. Resultando assim, em valores de Re^* , ou seja, um número de Reynolds ajustado para uma seção anular de tubos concêntricos e excêntricos.

Tal ajuste está representado pela Eq. (9), visto a definição do valor de a , ou seja, a relação entre os diâmetros do tubo interno, d_i , e do tubo externo, d_o , da configuração de seção transversal anular, conforme a Eq. (8). Por fim, Gnielinski (2009) propõe a equação Eq. (7) para o cálculo do fator de atrito em uma seção anular de tubos concêntricos, sendo essa baseada no diâmetro hidráulico da seção.

$$f = (1,8 \cdot \text{Log } \text{Re}_{Dh}^* - 1,5) \quad (7)$$

$$a = \frac{d_i}{d_o} (0 \leq a \leq 1) \quad (8)$$

$$\text{Re}_{Dh}^* = \text{Re}_{Dh} \frac{(1+a^2) \cdot \ln a + (1-a^2)}{(1-a)^2 \cdot \ln a} \quad (9)$$

2.3.1. Dutos concêntricos e excêntricos

Ante aos trabalhos e estudos realizados envolvendo escoamento interno de seção não-circular, a seção anular tem sido um dos principais focos de pesquisa, visto a grande quantidade de dados experimentais e numéricos disponíveis na literatura.

A seção anular é formada por dois tubos de diferentes diâmetros, posicionados um no interior do outro. A área de passagem do escoamento, portanto está restrita à parede externa do tubo de menor diâmetro, e à parede interna do tubo de maior diâmetro, conforme explícito na Fig. (3).

Aspectos que têm sido estudados a respeito de dutos de seção transversal anular são a concentricidade e excentricidade, ilustradas na Fig. (3), assim como a razão de raios, r/R .

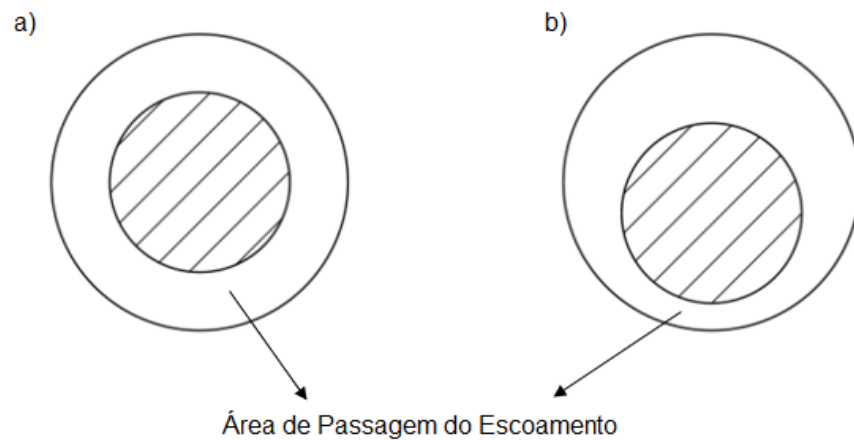


Figura 3. Seção anular. (a) Concêntricos; (b) Excêntricos.

Rehme (1974) afirma que apesar do fato de haver diversos experimentos e estudos teóricos quanto a seção concêntrica, produzindo muitos resultados, não há um acordo geral quanto aos conceitos básicos como coeficientes de perda de carga e perfis de velocidade.

O autor afirma que o ponto chave para a questão seria determinar a posição de tensão cisalhante nula, e então as tensões cisalhantes nas paredes interna e externa da seção.

A análise do perfil de velocidade nesse tipo de seção também é um desafio. Assim, White (2007) orienta que a análise do perfil de velocidade para a seção anular poderia ser realizada combinando-se dois perfis logarítmicos, onde o perfil da parede externa se encontraria com o perfil da parede interna da seção.

Kaneda *et al.* (2003), por sua vez, se propôs a estudar os efeitos das razões, r/R , na perda de carga, no fator de atrito e no perfil de velocidade do escoamento. Algumas conclusões encontradas pelo estudo são: quando essa razão se aproxima de um, as características do escoamento se assemelham ao comportamento de um escoamento em placas paralelas; quando essa razão se aproxima de zero, tanto o perfil de velocidade, quanto o fator de atrito aproximam-se do caso de seção circular.

Quanto a excentricidade dos tubos, autores como Merzari e Ninokata (2008), procuram estudar questões quanto a pulsações do escoamento em regiões estreitas, utilizando para tanto diferentes razões de excentricidade da seção anular.

Tais autores chegam a conclusões que levam a crer no aparecimento de fluxos secundários, assim como resultados que apresentam forte dependência do número de Reynolds em efeitos observados em fendas estreitas. Os autores ainda citam o aparecimento de estruturas coerentes de grandes escalas para números de Reynolds relativamente baixo. O trabalho realizado por Ferrari e Goulart (2015) também mostrou que estruturas de grande escala estão presentes no escoamento laminar em canais com características geométricas próximas as encontradas em dutos circulares excêntricos. Os autores também avaliaram a perda de carga e fator de atrito nesses canais. Os resultados mostraram que o fator de atrito é proporcional a Re_{Dh}^{-1} para todos os casos estudados.

3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Este capítulo tem como foco apresentar modelagens do escoamento que, por sua vez, estruturam todas as considerações realizadas, tanto experimentalmente, quanto numericamente no presente trabalho.

Partindo de situações mais simples, como o escoamento laminar entre duas placas planas, chegando ao escoamento laminar num duto circular, e por fim, à modelagem da turbulência.

3.1. Equações Fundamentais

Toda e qualquer modelagem de escoamento parte das equações fundamentais, que através de derivadas parciais, permitem determinar campos de pressão e velocidade no escoamento.

As equações fundamentais são compostas pela equação de conservação de massa, Eq. (10), e a equação do balanço da quantidade de movimento, Eq. (11).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

$$\rho \left(\underbrace{\frac{\partial u}{\partial t}}_1 + \underbrace{u \cdot \nabla u}_2 \right) = \underbrace{-\nabla P}_3 + \underbrace{\mu \cdot \nabla^2 u}_4 + \frac{1}{3} \underbrace{\mu \cdot \nabla (\nabla \cdot u)}_5 + \underbrace{\rho g}_6 \quad (11)$$

Sendo que o termo 1 é o termo transiente; o termo 2 é o termo convectivo; o 3 representa as forças de pressão; o 4 é o termo difusivo, também denominado viscoso; o 5, trata da compressibilidade do escoamento, e por fim, o termo 6 representa as forças de campo.

3.1.1. ESCOAMENTO LAMINAR ENTRE DUAS PLACAS PLANAS

A modelagem do escoamento laminar entre duas placas planas de largura infinita, b , conforme representado na Fig. (4), parte de algumas considerações. São essas: massa específica constante, escoamento incompressível, estacionário, bidimensional e completamente desenvolvido.

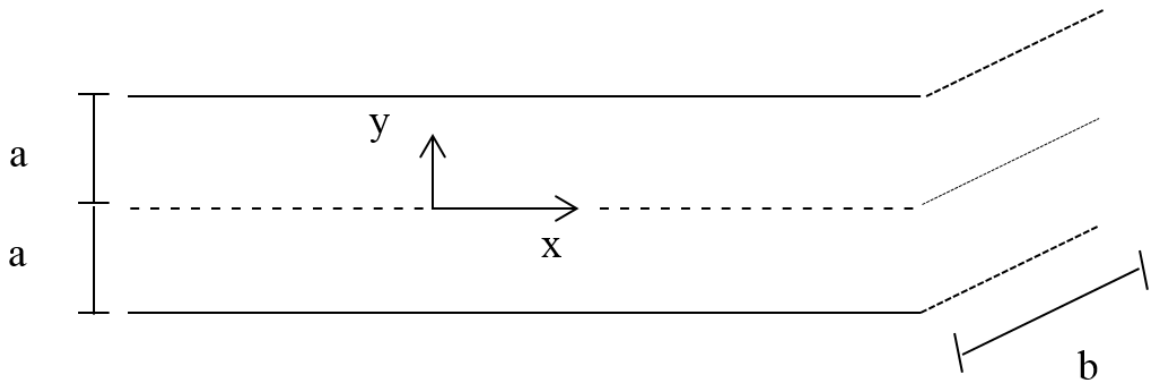


Figura 4. Escoamento entre Duas Placas Planas

Assim, a equação de conservação da massa e balanço de quantidade de movimento torna-se,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (13)$$

Dessa forma, a distribuição de massa ao longo do eixo y pode ser calculado pela equação do balanço de quantidade movimento que é uma equação diferencial ordinária de segunda ordem.

$$\frac{dP}{dx} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (14)$$

Resolvendo tem-se,

$$u(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{dP}{dx} y^2 + C_1 y + C_2 \quad (15)$$

A Eq. (15) necessita de condições de contorno na função e na derivada. Sabe-se que $u = 0$, em $y = \pm a$, assim como, que a tensão de cisalhamento é nula, ou seja, $\tau_{xy} = 0$, na linha de centro das placas paralelas. Avaliando essas condições na Eq. (13), tem-se as Eqs. (16) e (17).

$$1. \quad y = a; \quad u = 0$$

$$\frac{1}{2\mu} \frac{dP}{dx} a^2 + C_1 a + C_2 = 0 \quad (16)$$

$$2. \quad \tau_{xy} = 0; \quad y = 0$$

Sabendo que $\tau_{xy} = \mu \frac{du}{dy} \Big|_{y=0}$ tem-se,

$$0 = \mu \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dx} y + C_1 \quad (17)$$

Assim, $C_1 = 0$. Voltando na Eq. (15), tem-se que

$$u(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{dP}{dx} y^2 + C_2 \quad (18)$$

Avaliando-a de acordo com a primeira condição de contorno chega-se em,

$$C_2 = -\frac{1}{2\mu} \frac{dP}{dx} a^2 \quad (19)$$

Portanto o perfil de velocidade do escoamento é dado por,

$$u(y) = \frac{1}{2\mu} \frac{dP}{dx} (y^2 - a^2) \quad (20)$$

Note que $u = 0$ para $y = \pm a$.

A velocidade máxima do escoamento pode ser calculada em $y = 0$, como apresenta a Eq. (21).

$$u_{m\acute{x}} = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \cdot (-a^2) \quad (21)$$

Sabendo que para qualquer regime de escoamento a perda de carga pode ser calculada pela Eq. (2), assim isolando o fator de atrito na equação tem-se,

$$f = \frac{\left(-\frac{\Delta P}{L}\right) \cdot D_h}{\frac{1}{2} \rho u_m^2} \quad (22)$$

Para escoamento completamente desenvolvido $\Delta P / L = dP / dx$, logo

$$f = \frac{\left(-\frac{dP}{dx}\right) \cdot D_h}{\frac{1}{2} \rho u_m^2} \quad (23)$$

A velocidade média u pode ser calculada através da Eq. (24).

$$u_m = \frac{Q}{A} = \frac{1}{2ab} \int_{-a}^a u(y) \cdot b \cdot dy = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a u(y) \cdot dy \quad (24)$$

Resolvendo a Eq. (24) tem-se,

$$u_m = -\frac{1}{3\mu} \frac{dP}{dx} a^2 \quad (25)$$

A relação existente entre u_m e $u_{m\acute{x}}$ é dada pela Eq. (26).

$$\frac{u_m}{u_{m\acute{x}}} = \frac{2}{3} \quad (26)$$

Retornando a Eq. (23), o fator de atrito pode ser dado por,

$$f = \frac{\left(-\frac{dP}{dx}\right) \cdot D_h}{\frac{1}{2} \rho u_m \left(\frac{2}{3} u_{m\acute{x}}\right)} \quad (27)$$

Assim, negligenciando o valor negativo no cálculo de velocidade máxima tem-se,

$$f = \frac{D_h}{\frac{1}{6} \rho \frac{u_m}{\mu} a^2} \quad (28)$$

Calculando o diâmetro hidráulico através da Eq. (6) para o caso das placas paralelas, encontra-se que o $D_h = 4a$. Assim,

$$f = \frac{24}{\rho \frac{u_m}{\mu} a}$$

$$f = \frac{24}{Re} \quad (29)$$

3.1.2. ESCOAMENTO LAMINAR EM UM DUTO CIRCULAR

Outro exemplo de solução das equações de Navier-Stokes é a solução exata do perfil de velocidade para o escoamento laminar em um duto circular de raio R , representado pela Fig. (5). A solução parte das mesmas considerações do caso anterior: massa específica constante, escoamento incompressível, estacionário, completamente desenvolvido e a velocidade axial, $u = f(r)$.

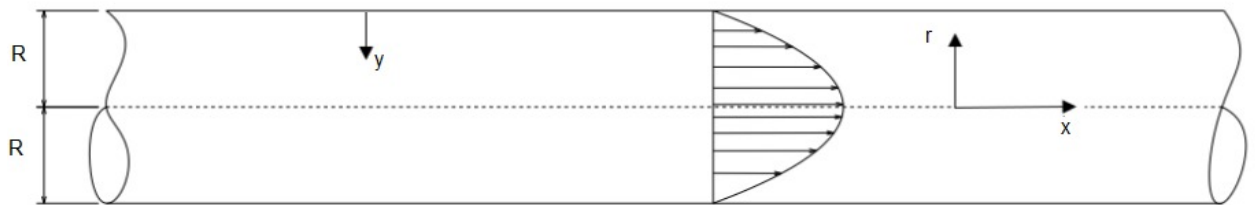


Figura 5. Escoamento em um Duto Circular

Para o escoamento laminar em um duto circular é necessário a adaptação da Eq. (14), de modo a envolver o raio da seção transversal. Dessa forma, a equação da quantidade de movimento, em coordenadas cilíndricas, para um escoamento incompressível e completamente desenvolvido, é apresentada pela Eq. (30).

$$0 = -\frac{dP}{dx} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) \quad (31)$$

Para um escoamento completamente desenvolvido, sabe-se que o gradiente de pressão é constante ao longo da tubulação, assim, $\frac{dP}{dx} = C_1$, logo,

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r \mu \frac{\partial u}{\partial r} \right) = r \cdot C_1 \quad (32)$$

Integrando a primeira vez, obtém-se a Eq. (33).

$$r \mu \left(\frac{\partial u}{\partial r} \right) = \frac{r^2}{2} \cdot C_1 + C_2 \quad (33)$$

Integrando a segunda vez, tem-se a Eq. (34).

$$u(r) = \frac{r^2}{4\mu} \cdot C_1 + \frac{C_2}{\mu} + C_3 \quad (34)$$

A Eq. (32) também necessita de condições de contorno na função e na derivada. Sabe-se que $u=0$, em $r = \pm R$, assim como, que a tensão de cisalhamento é nula, ou seja, $\tau=0$, no centro do tubo circular. Avaliando essas condições na Eq. (32), tem-se as Eqs. (35) e (36).

$$1. \quad r = R; \quad u = 0$$

$$0 = \frac{R^2}{4\mu} C_1 + \frac{C_2}{\mu} + C_3 \quad (35)$$

$$2. \quad \tau = 0; \quad r = 0$$

Sabendo que $\tau = \mu \frac{du}{dr} \Big|_{r=0}$, e retomando a Eq. (33) tem-se,

$$r \cdot 0 = \frac{0 \cdot C_1}{2\mu} + \frac{C_2}{\mu} \quad (36)$$

Assim, $\frac{C_2}{\mu} = 0$. Voltando na Eq. (34), tem-se que

$$u(r) = \frac{r^2}{4\mu} C_1 + C_3 \quad (37)$$

Avaliando-a de acordo com a primeira condição de contorno chega-se em,

$$C_3 = -\frac{R^2}{4\mu} C_1 \quad (38)$$

Portanto o perfil de velocidade do escoamento é dado por,

$$u(r) = \frac{dP}{dx} \frac{1}{4\mu} (r^2 - R^2) \quad (39)$$

A velocidade máxima do escoamento é encontrada quando $r = 0$, obtendo-se então a Eq. (40).

$$u_{máx} = -\frac{dP}{dx} \frac{1}{4\mu} R^2 \quad (40)$$

Para encontrar a velocidade média do escoamento faz-se,

$$u_m = \frac{Q}{A} = \frac{1}{\pi R^2} \int u(r) dA \quad (41)$$

$$u_m = \frac{1}{\pi R^2} \int \left[\frac{dP}{dx} \frac{1}{4\mu} (r^2 - R^2) \cdot 2\pi r \cdot dr \right] \quad (42)$$

$$u_m = -\frac{1}{4\mu} \frac{dP}{dx} \frac{R^2}{2} \quad (43)$$

Sabendo que $\frac{u_m}{u_{máx}} = \frac{1}{2}$, e retornando à Eq. (23), pode-se obter o fator de

atrito para o escoamento laminar em um duto circular, Eq. (46).

$$f = \frac{\left(-\frac{dP}{dx} \right) \cdot D_h}{\frac{1}{2} \rho u_m \left(\frac{1}{2} u_{máx} \right)} \quad (44)$$

$$f = \frac{D_h}{\frac{1}{16} \rho \frac{u_m}{\mu} R^2} \quad (45)$$

Calculando o diâmetro hidráulico através da Eq. (6) para o caso do duto circular, encontra-se que o $D_h = 2R$. Assim,

$$f = \frac{32}{\rho \frac{u_m}{\mu} R}$$

$$f = \frac{64}{\text{Re}_D} \quad (46)$$

3.2. ESCOAMENTO TURBULENTO

O escoamento turbulento, por sua vez, tem como característica principal a flutuação de certas quantidades, sendo essas dependentes do tempo e da posição no espaço.

Dessa forma, seguindo a denominada decomposição de Reynolds, proposta em 1884, representa-se todos os campos que compõem o escoamento turbulento, como uma soma entre a média, $\overline{u_i}$, e a flutuação, u'_i , como apresenta a Eq. (47).

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i(t) \quad (47)$$

Onde $\overline{u_i} = \int_0^T u_i(t) \cdot dt$, e a média dessas flutuações é nula, $\overline{u'_i}(t) = 0$.

Assim, aplica-se a decomposição de Reynolds na equação da continuidade, Eq. (48), e na equação da quantidade de movimento, Eq. (49).

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho} + \rho') + \frac{\partial (\overline{\rho u_i} + (\rho u_i)')}{\partial x_i} = 0 \quad (48)$$

$$\rho \frac{\partial (\bar{u}_i + u_i')}{\partial t} + \rho \frac{\partial ((\bar{u}_i + u_i') \cdot (\bar{u}_j + u_j'))}{\partial x_j} = - \frac{\partial (\bar{P} + P')}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_j \partial x_j} \quad (49)$$

A seguir é realizado um processo de média temporal sobre um intervalo finito de tempo em cada termo que compõe as equações anteriores.

$$\frac{\partial (\bar{\rho} + \rho')}{\partial t} + \frac{\partial (\overline{\rho u_i} + (\rho u_i)')}{\partial x_i} = 0 \quad (50)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u_i}}{\partial x_i} + \frac{\partial (\rho u_i)'}{\partial x_i} = 0 \quad (51)$$

Visto que $\rho' = 0$, e para um escoamento estacionário, $\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} = 0$, e para um escoamento incompressível, ρ é constante, obtém-se,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} = 0 \quad (52)$$

Retornando a Eq. (49) e aplicando o processo de média temporal tem-se,

$$\underbrace{\frac{\partial ((\bar{u}_i + u_i') \cdot (\bar{u}_j + u_j'))}{\partial x_j}}_{\text{termo 1}} = - \underbrace{\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\bar{P} + P')}{\partial x_i}}_{\text{termo 2}} + \underbrace{\nu \frac{\partial^2 (\bar{u}_i + u_i')}{\partial x_j \partial x_j}}_{\text{termo 3}} \quad (53)$$

Quanto ao termo 1 faz-se,

$$\overline{((\bar{u}_i + u_i') \cdot (\bar{u}_j + u_j'))} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{\bar{u}_i u_j'} + \overline{\bar{u}_j u_i'} + \overline{u_i' u_j'} \quad (54)$$

Visto que $\bar{u}_j' = 0$ e $u_i' = 0$, tem-se que

$$\overline{((\bar{u}_i + u_i') \cdot (\bar{u}_j + u_j'))} = \overline{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \overline{u_i' u_j'} \quad (55)$$

Logo, para o termo 1 tem-se,

$$\frac{\partial \left(\overline{(\overline{u_i} + u_i') \cdot (\overline{u_j} + u_j')} \right)}{\partial x_j} = \frac{\partial (\overline{u_i} \overline{u_j})}{\partial x_j} + \frac{\partial (\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} \quad (56)$$

Fazendo o mesmo para o termo 2, Eq. (57), e para o termo 3, Eq. (58), chega-se a Eq. (57).

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial (\overline{\overline{P}} + \overline{P'})}{\partial x_i} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} \quad (57)$$

$$\nu \frac{\partial^2 (\overline{u_i} + u_i')}{\partial x_j \partial x_j} = \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (58)$$

$$\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial (\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} \quad (59)$$

Para um escoamento tridimensional tem-se que,

$$\overline{u_i' u_j'} = \begin{pmatrix} \overline{u^2} & \overline{uv} & \overline{uw} \\ \overline{uv} & \overline{v^2} & \overline{vw} \\ \overline{uw} & \overline{vw} & \overline{w^2} \end{pmatrix} \quad (60)$$

Este termo é denominado tensor de Reynolds, visto que este é uma matriz simétrica, acrescenta seis novas incógnitas ao problema.

Assim, tem-se um conjunto de quatro equações, sendo uma relativa a equação da continuidade, Eq. (50), e as outras três relacionadas à equação da quantidade de movimento, Eq. (57), para cada uma das coordenadas. No entanto, há um total de dez variáveis a serem encontradas: $u, v, w, P, \overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{w^2}, \overline{uv}, \overline{uw}$ e \overline{vw} . Chegando assim, ao denominado problema de fechamento da turbulência.

Dessa forma, é necessário modelar o termo da turbulência, $-\rho \overline{u_i' u_j'}$.

Retornando a Eq. (59) faz-se,

$$\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial (\overline{u_i' u_j'})}{\partial x_j}, \text{ ou,}$$

$$\rho \overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) \quad (61)$$

Sabendo que $\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = \tau_{ij,laminar}$, e denominando $-\overline{\rho u_i' u_j'}$ como $\tau_{ij,turbulenta}$, faz-se

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \overline{\rho u_i' u_j'} \right) = \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij,laminar} + \tau_{ij,turbulenta}) \quad (62)$$

3.2.1. Regiões Junto à Parede

Em uma região junto à parede, as condições de contorno para um escoamento turbulento são as mesmas do escoamento laminar:

- Não escorregamento;
- Flutuações na parede são nulas;
- Na região muito próxima à parede, a turbulência desaparece, tal região é denominada subcamada viscosa.

A subcamada viscosa se estende até $y^+ \sim 5$, sendo que nessa região $\tau_{ij,turbulenta} = 0$. Acima desta, tem-se a camada de amortecimento, nesta região tanto $\tau_{ij,turbulenta}$, quanto $\tau_{ij,laminar}$ tem relevância. Por fim, há a camada turbulenta, onde $\tau_{ij,turbulenta}$ é predominante.

Sendo assim, relembrando a Eq. (6), tem-se:

$$\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij,laminar} + \tau_{ij,turbulenta}) \quad (63)$$

Para regiões muito próximas à parede, dentro da subcamada viscosa tem-se que o termo convectivo é nulo, $\overline{u_j} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = 0$, assim como o termo de pressão, $\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} = 0$.

Logo, tem-se

$$\frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij,laminar} + \tau_{ij,turbulenta}) = 0 \quad (64)$$

Como nessa região $\tau_{ij,turbulenta} = 0$, obtêm-se

$$\frac{\partial(\tau_{ij,laminar})}{\partial x_j} = 0 \quad (65)$$

Sabendo que o perfil de velocidade nessa região pode ser dado por $\bar{u}(y) = ay + b$, aplicando as condições de contorno, tem-se que

$$\bar{u}(y) = \frac{\tau_w}{\mu} y \quad (66)$$

Adimensionalizando a posição quanto à parede faz-se,

$$y^+ = \frac{y u^*}{\nu} \quad (67)$$

Onde u^* é a chamada velocidade de fricção obtida por

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (68)$$

Substituindo tal definição na Eq. (66) obtém-se

$$\bar{u}(y) = \frac{u^{*2}}{\mu} y \rho \quad (69)$$

$$\frac{\bar{u}(y)}{u^*} = \frac{u^*}{\nu} y = u^+ \quad (70)$$

Logo, $u^+ = y^+$ e portanto,

$$\bar{u}(y) = u^* \cdot y^+ \quad (72)$$

No presente trabalho, além de ser respeitado tal requisito, ainda se dividiu o volume de controle de tal forma que a malha, construída com volumes hexaédricos, pudesse ser controlada junto à parede.

3.2.1.1. Lei da Parede

Enquanto que a análise de fenômenos dentro da região turbulenta, caracterizada pela $\tau_{ij,turbulenta}$ predominante, parte de uma análise adimensional, onde tem-se que

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \sim \frac{u^*}{y} \quad (73)$$

Acrescentando uma constante, pode-se estabelecer uma igualdade de forma que,

$$\frac{y}{u^*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = y^+ \frac{\partial u^+}{\partial y^+} = C_1 \quad (74)$$

Reorganizando os termos, e resolvendo a equação diferencial tem-se que,

$$\begin{aligned} \partial u^+ &= C_1 \frac{1}{y^+} \partial y^+ \\ u^+ &= C_1 \ln(y^+) + C_2 \end{aligned} \quad (75)$$

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = C_1 \ln \left(\frac{y u^*}{\nu} \right) + C_2 \quad (76)$$

A Eq. (76) é denominada Lei da Parede, onde C_1 pode ser escrito como $1/K$, onde K é a constante de Kármán.

Após uma extensiva aplicação experimental desta equação, atualmente, há um consenso de que, dentro da camada limite, sujeita a um gradiente de pressão nulo, os parâmetros K e C_2 possuem valores constantes e iguais a 0,41 e 5,00, respectivamente (Silva Freire e Cruz, 1998).

3.2.2. O Fator de Atrito em Escoamentos Turbulentos

Diferentemente dos casos anteriores, onde para se calcular o fator de atrito foi necessário solucionar uma equação diferencial, para se modelar o escoamento turbulento em um duto circular utiliza-se a Lei Logarítmica da Parede, Eq. (76).

A partir da Fig. (5), tem-se que y pode ser reescrito como $y = R - r$, dessa forma faz-se,

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = C_1 \ln \left(\frac{(R-r)u^*}{\nu} \right) + C_2 \quad (77)$$

Calculando a velocidade média a partir deste perfil tem-se que,

$$\bar{u} = \frac{Q}{A} = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R u^* \left[\frac{1}{K} \ln \left(\frac{yu^*}{\nu} \right) + C_2 \right] 2\pi r \cdot dr \quad (78)$$

Resolvendo a integral e organizando os termos obtém-se,

$$\bar{u} = \frac{1}{2} u^* \left(\frac{2}{K} \ln \left(\frac{Ru^*}{\nu} \right) + 2C_2 - \frac{3}{K} \right) \quad (79)$$

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = A \ln \left(\frac{Ru^*}{\nu} \right) + 1B \quad (80)$$

Onde A e B são constantes a serem estipuladas.

Retornando a Eq. (68) e sabendo que $\tau_w \sim f \rho \bar{u}^2$, tem-se que,

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \sim \sqrt{\frac{f \rho \bar{u}^2}{\rho}} \sim \sqrt{f} \bar{u} \quad (81)$$

Substituindo na Eq. (80),

$$\frac{\bar{u}}{\sqrt{f} \bar{u}} \cong A \ln y^+ + 1B$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} \cong A \ln y^+ + 1B \quad (82)$$

Então, faz-se uma análise adimensional, onde y está relacionado à uma escala de comprimento. Sabendo que para este problema, tal escala de comprimento pode ser dada pelo diâmetro, logo, $y \rightarrow D$, resultando assim, na Eq. (83).

$$y^+ \sim \frac{D \bar{u} \sqrt{f}}{\nu} \sim \text{Re}_D \sqrt{f} \quad (83)$$

Substituindo na Eq. (82) tem-se que,

$$\frac{1}{\sqrt{f}} \cong A \ln(\text{Re}_D \sqrt{f}) + 1B \quad (84)$$

Há muitos trabalhos experimentais e numéricos que propõem valores para as constantes A e B . Uma maneira de se chegar a uma destas soluções é assumindo valores para $K = 0,41$ e $C_2 = 5,00$. Dessa forma, retornando a Eq. (78) tem-se que,

$$\begin{aligned} \frac{\bar{u}}{u^*} &= \left(\frac{1}{K} \ln \left(\frac{Ru^*}{\nu} \right) + C_2 - \frac{3}{2K} \right) \\ \frac{\bar{u}}{u^*} &= 2,44 \ln \left(\frac{Ru^*}{\nu} \right) + 1,34 \end{aligned} \quad (85)$$

Sabendo que a tensão cisalhante média na parede de um duto circular pode ser dado por $\tau_w = \frac{1}{8} f \rho \bar{u}^2$ (White, 2007), faz-se,

$$\frac{\bar{u}}{u^*} = \left(\frac{\bar{u}^2 \rho}{\tau_w} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{8}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (86)$$

Para o argumento do logaritmo natural tem-se,

$$\frac{Ru^*}{\nu} = \frac{\frac{D}{2}u^*}{\nu} = \frac{\frac{D}{2}(\bar{u})}{\nu} \cdot \frac{u^*}{(\bar{u})}$$

$$\frac{Ru^*}{\nu} = \text{Re}_D \left(\frac{8}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (87)$$

Finalmente, substituindo as Eqs. (86) e (87) na Eq. (85), modificando o logaritmo natural, por um na base 10, e organizando todos os termos, obtém-se a Eq. (88).

$$\left(\frac{8}{f} \right)^{\frac{1}{2}} = 2,44 \log \left(\text{Re}_D \left(\frac{8}{f} \right)^{\frac{1}{2}} \right) + 1,34$$

$$\frac{1}{\sqrt{f}} \cong 1,99 \log \left(\text{Re}_D \sqrt{f} \right) - 1,02 \quad (88)$$

Sendo que em 1935, Prandtl derivou a Eq. (88) e ajustou levemente os valores das constantes, com intuito de descrever melhor os dados de fator de atrito. Resultando assim, na fórmula, atualmente aceita, do fator de atrito em um duto circular liso, Eq. (89).

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 2 \log \left(\text{Re}_D \sqrt{f} \right) - 0,8 \quad (89)$$

3.3. MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Retornando ao problema de fechamento da turbulência, em 1877, Boussinesq propôs que o tensor de Reynolds fosse resolvido segundo a Eq. (90). Em 1942, Kolmogorov apresenta uma melhoria em tal equação, resultando na Eq. (91).

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (90)$$

$$-\overline{\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho \delta_{ij} K, \quad (91)$$

Relacionando assim a tensão de cisalhamento turbulenta à viscosidade turbulenta, μ_t , e à energia cinética, K .

O termo δ_{ij} é o delta de Kronecker que assume o valor de 1 quando, $i = j$, e o valor de 0, quando $i \neq j$.

Há diversos modelos que propõe modelar a viscosidade turbulenta, podendo ser classificados entre modelos algébricos, modelos com uma equação, e modelos com duas equações.

Tais equações são chamadas equações de transporte que, por sua vez, tem como intuito solucionar o problema quanto a divergência entre a quantidade de variáveis a serem encontradas, e a quantidade de equações disponíveis para solucionar problemas envolvendo o escoamento turbulento.

O presente trabalho baseou-se no modelo denominado *Shear Stress Transport* (SST), este apresenta duas equações de transporte, não necessitando de informações complementares sobre o escoamento.

3.3.1. MODELO *SHEAR STRESS TRANSPORT* (SST)

O modelo $k - \omega$ SST foi desenvolvido por Menter em 1994, sendo uma junção dos modelos $k - \omega$, nas regiões próximas à parede, e o modelo $k - \varepsilon$, nas regiões mais distantes à parede.

O modelo $k - \omega$ SST é baseado nas equações de transporte de dois escalares: k – a energia cinética turbulenta e ω a dissipação específica.

Tais escalares são utilizados no cálculo da viscosidade turbulenta, que relaciona ambas as grandezas, conforme é mostrado na Eq. (97). As equações de transporte para k é dada por:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \bar{u}_i k)}{\partial x_i} = P_k + \beta^* \rho k \omega + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_i} \right] \quad (92)$$

onde k , é a energia cinética turbulenta. O termo P_k representa a produção de energia cinética turbulenta e é dado por:

$$\mu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \quad (93)$$

A equação de transporte de ω é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho\omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i \omega)}{\partial x_i} = & \alpha \rho S^2 - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega} \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \right] + \dots \\ & + 2(1 - F_1) \rho \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (94)$$

O último termo da direita é o termo da difusão cruzada.

A função de mistura, F_1 , indica o tipo de modelagem a ser proposta ao problema. Para regiões próximas a paredes $F_1 \rightarrow 1$, levando a uma solução baseada puramente em uma modelagem k- ω . Ao passo que a medida que são procuradas soluções do problema em regiões mais afastadas da parede, $F_1 \rightarrow 0$, assim, modelagens do tipo k- ε serão utilizadas.

A função de mistura F_1 é avaliada através de escalas de comprimento junto as paredes e é dada por, Eq. (68).

$$F_1 = \tanh \left\{ \left[\min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y'}, \frac{\sim 500 \nu}{y^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} k}{CD_{K\omega} y^2} \right] \right]^4 \right\} \quad (95)$$

$$CD_{K\omega} = \max \left(2 \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i} 10^{-10} \right) \quad (96)$$

Onde, y é a distância do nó até a parede, μ a viscosidade dinâmica, ω frequência turbulenta, μ_t viscosidade dinâmica turbulenta, ρ massa específica, P pressão, k energia cinética turbulenta e β^* constante adimensional.

Sendo que a viscosidade turbulenta é definida por

$$\nu_t = \frac{a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (97)$$

O termo Ω representa o tensor taxa de deformação. É válido observar que quando a região analisada está dentro da camada limite, F_1 é igual a 1, momento no qual o modelo $k - \omega$ predomina. De forma análoga, quando a região a ser avaliada está fora da camada limite, F_1 assume o valor nulo, neste momento, o modelo $k - \varepsilon$ predomina.

Já F_2 é a segunda função mistura, que por sua vez, é definida como,

$$F_2 = \tanh \left[\left[\max \left(\frac{2\sqrt{K}}{\beta^* \omega y'}, \frac{500\nu}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (98)$$

Por fim, o termo de produção de energia cinética turbulenta é limitado, principalmente em regiões de estagnação, por

$$P_k = \min(P_k, 10 \cdot \beta^* \rho k \omega) \quad (99)$$

Dessa forma, todas as constantes são encontradas a partir de equações do tipo $\alpha = \alpha_1 F + \alpha_2 (1 - F)$. Estas estão apresentadas a seguir,

$$\beta^* = 0,09, \quad \alpha_1 = 5/9, \quad \beta_1 = 3/40, \quad \sigma_{k1} = 0,85, \quad \sigma_{\omega1} = 0,50, \quad \alpha_2 = 0,44, \quad \beta_2 = 0,0828, \\ \sigma_{k2} = 1 \text{ e } \sigma_{\omega2} = 0,0856.$$

4. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

4.1. DESCRIÇÃO DA BANCADA DE TESTES

Para a realização do experimento foi necessário à adaptação do túnel de vento do laboratório de Termo Fluidos da Faculdade do Gama da Universidade de Brasília.

Essa bancada é composta por um ventilador centrífugo acoplado a um duto retangular de acrílico de dimensões [0,15 x 0,20] m, de comprimento 4,00 m. A montante da seção de testes há um homogeneizador do tipo colmeia que tem por objetivo reduzir o nível de turbulência na região.

Assim, foram fabricadas cinco configurações para então serem posicionadas nesta bancada. A primeira, referente aos testes envolvendo o tubo liso de seção circular, a segunda, referente aos testes envolvendo a seção anular formada por tubos concêntricos, as outras três são referentes aos testes envolvendo a seção anular formada por tubos excêntricos.

Todos os tubos utilizados nas duas configurações são de PVC, diferenciando-se, no entanto, diâmetros e comprimentos de acordo com a finalidade de cada ensaio, e suas respectivas regiões.

Para a seção circular de testes, tem-se um tubo de diâmetro 32,20 mm, já a seção anular é formada por dois tubos concêntricos de diâmetros 32,20 mm e 60,00 mm, produzindo uma relação $r/R = 0,54$. Ambas as seções transversais estão representadas na Fig. (6).

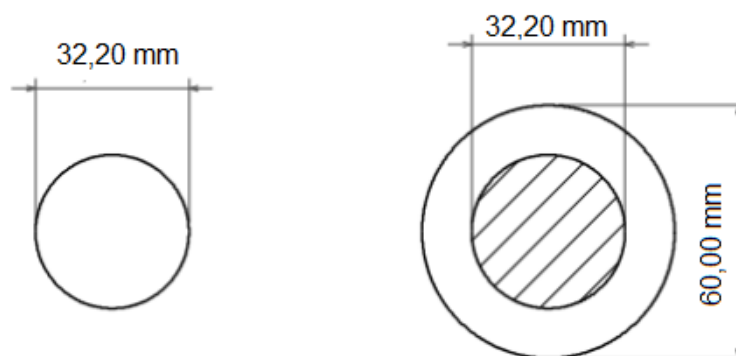


Figura 6. Seção de testes. (a) Seção circular; (b) Seção anular concêntrica.

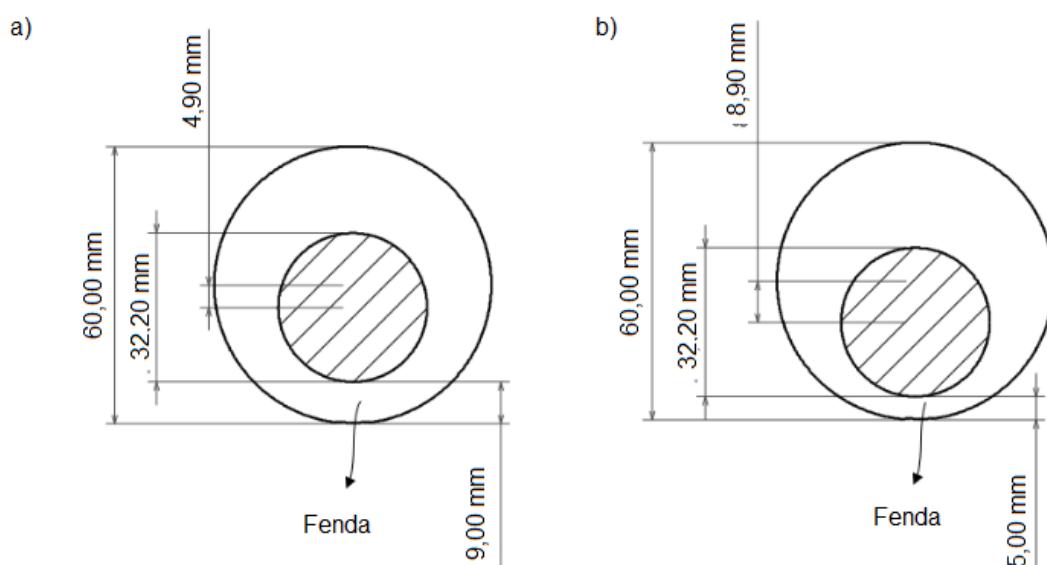
Quanto a configuração de tubos excêntricos, utilizou-se tubos de mesmos diâmetros externo e interno da seção anular concêntrica, Fig. 6 (b), com intuito de manter a relação de raios, r/R , e assim, possibilitar comparações entre os dados.

Foram fabricados então, três configurações de tubos excêntricos, de forma a avaliar excentricidades de 0,20; 0,50 e 0,70, que por sua vez, foram calculadas a partir da Eq. (100).

$$e = \frac{2\Delta y}{d_o - d_i} \quad (100)$$

Onde é Δy a distância entre os centros dos dois tubos, d_o é o diâmetro do tubo externo, e d_i é o diâmetro do tubo interno.

Na Fig. (7) estão representadas as seções transversais de todas as três configurações excêntricas.



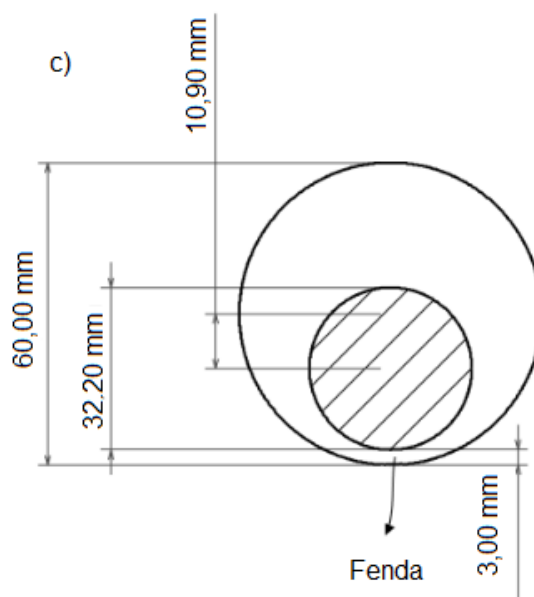


Figura 7. Seção Anular Excêntrica. (a) Excentricidade 0,20; (b) Excentricidade 0,50; (c) Excentricidade 0,70.

A bancada de testes divide-se entre região a montante e a jusante do medidor de vazão, cuja especificação será elucidada no tópico 4.2 deste trabalho.

A região a montante a qual tal equipamento foi instalado possui as mesmas características para ambas as seções de testes. Tal região é composta por um cano de 32,20 mm de diâmetro e 1,00 m de comprimento, para o caso da seção circular.

Quanto as especificações a montante do medidor de vazão, essas podem ser observadas nas Figs. (8), referente a seção transversal circular, e (9), referente a seção transversal anular.

Para a primeira configuração, foi posicionado na saída do medidor de vazão um cano de 32,20 mm e comprimento 1,97 m. Ao longo desse comprimento foram posicionados os pontos de tomada de pressão, representados pelos pontos P_1 e P_2 da Fig. (8).

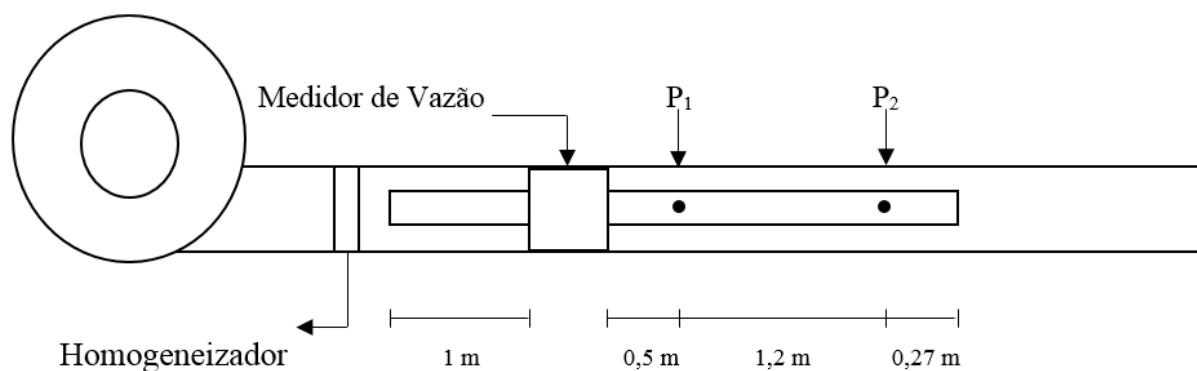


Figura 8. Vista lateral da seção circular de testes.

O primeiro ponto de tomada de pressão, P_1 , foi posicionado a 0,50 m a jusante do medidor de vazão. Sendo a distância até o segundo ponto, P_2 , de 1,20 m. Tal distância considera a escala do transdutor de pressão, especificado no item 4.2 deste trabalho. Tal disposição de medidas pode ser observada na Fig. (8).

Já para as demais configurações, ilustrada na Fig. (9), utilizou-se uma luva, com intuito de conectar o duto de 32,20 mm de diâmetro, e 0,80 m de comprimento, ao duto de 60,00 mm. Sendo que o duto de 60,00 mm, apresenta a seção transversal anular representada na Fig. 6 (b), tendo um comprimento de 2,20 m.

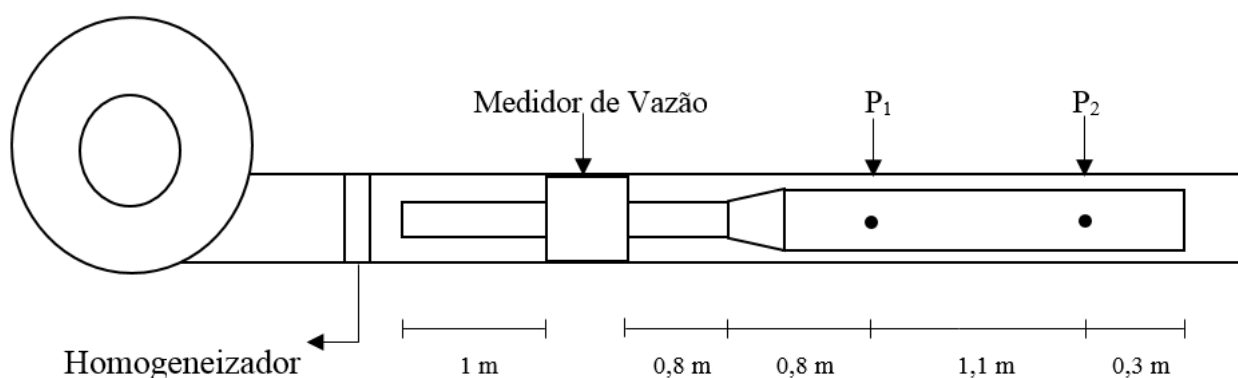


Figura 9. Vista lateral da seção anular de testes.

Os pontos de tomada de pressão da seção anular estão localizados após a luva de redução. O primeiro ponto, P_1 , se encontra a 0,80 m após a mesma, tendo o sentido do escoamento como referência. A distância entre os dois pontos de tomada de pressão é de 1,10 m, portanto, o segundo ponto de tomada de pressão, P_2 , se

encontra a 1,90 m de distância da conexão, e a 0,30 m da extremidade do duto, como pode ser observado na Fig. (9).

A escolha dos diâmetros externos dos tubos concêntricos foi baseada no diâmetro de saída do medidor de vazão, 32,00 mm, e com o intuito de evitar uma mudança drástica de tamanho da seção do escoamento, o que poderia prejudicar a leitura e obtenção dos dados de vazão.

Para garantir a concentricidade da seção anular, se fez necessário o uso de parafusos e porcas unindo os dois tubos de diâmetros diferentes. Para auxiliar no posicionamento de tais porcas e parafusos, confeccionou-se buchas modeladas com o auxílio do software CATIA V5R19, que então foram impressas no material acrilonitrila butadieno estireno, utilizando a impressora REPRAP, modelo MENDEL.

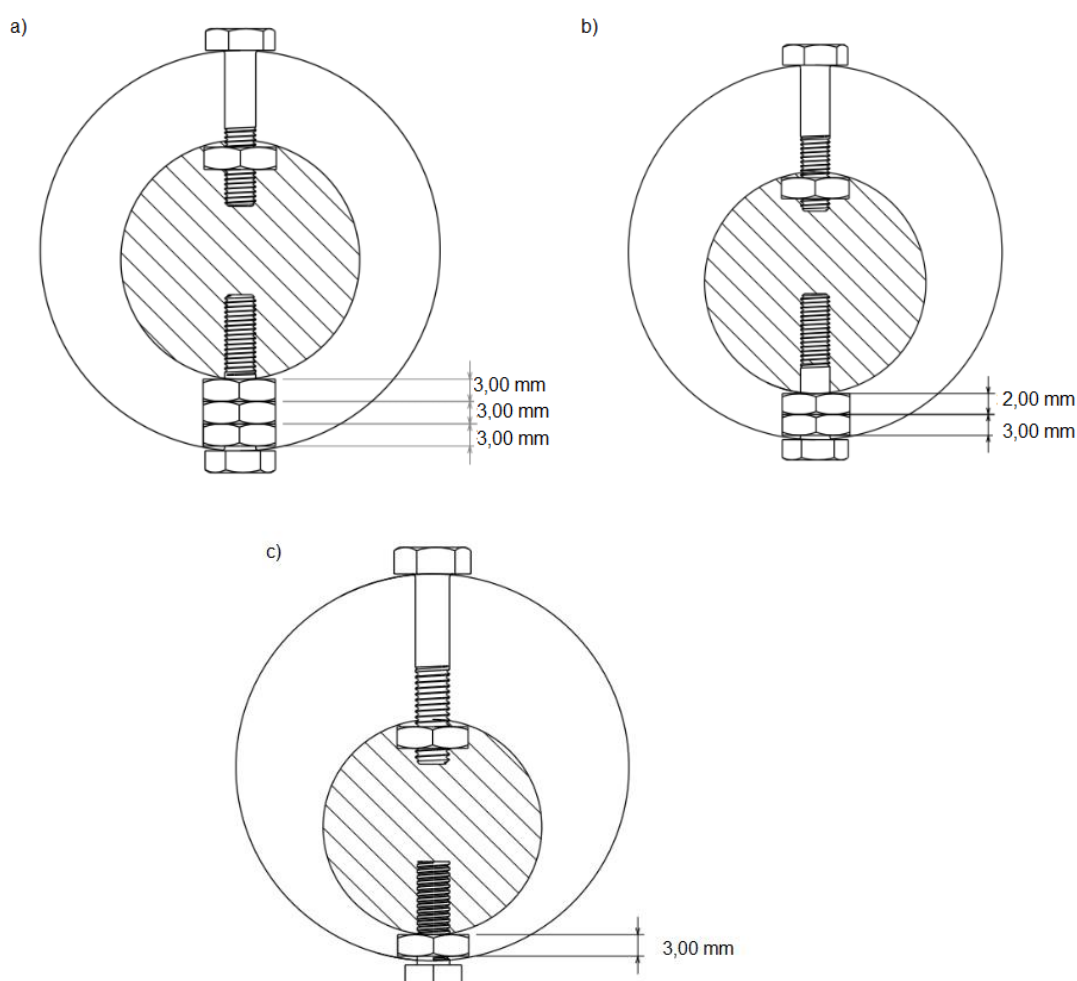


Figura 10. Exemplo de montagem para as excentricidades (a) 0,20, (b) 0,50 e (c) 0,70.

Por fim, para garantir a correta excentricidade da seção anular, combinou-se porcas de parafusos de diferentes alturas, com intuito de certificar o tamanho da chamada da excentricidade, conforme ilustrada na Fig. (10).

4.2 INSTRUMENTAÇÃO

A variação da velocidade média do escoamento ao longo dos ensaios deu-se pela variação da velocidade de rotação do ventilador, através da utilização do inversor de frequência da marca WEG, modelo CFW 8. O que possibilitou o estudo referente a perda de carga ante à diferentes vazões e, consequentemente, ante a uma faixa de número de Reynolds, elucidada no item 4.3 deste trabalho.

Para realizar a leitura da vazão média do escoamento, utilizou-se um medidor de vazão TCM-L do tipo turbina da marca RÜCKEN.

Segundo o fabricante, é necessário que o equipamento seja conectado a seção de testes de forma que seu rotor esteja disposto em posição axial em relação ao escoamento. O princípio de funcionamento se dá por meio da transferência de energia cinética do escoamento ao rotor que gira em velocidade proporcional à velocidade do escoamento. Dessa forma, a velocidade do rotor é detectada pelo sensor eletrônico que, por sua vez, informa ao módulo eletrônico o qual calcula e indica a vazão do escoamento em unidade de engenharia em seu visor digital.

Além do ar, o equipamento da RÜCKEN também é capaz de trabalhar com água, diferenciando apenas as faixas de leitura confiáveis para cada fluido. Para gás, o medidor de vazão tem leituras confiáveis entre $[4,05 - 80,50]$ m³/h, o equivalente a faixa de $3820 < Re_D < 75925$ para a seção circular. Já para a seção transversal anular, tendo os mesmos limites, a faixa é de $1121 < Re_{Dh} < 22278$. Já para água, tem-se a faixa de $[0,81 - 13,80]$ m³/h.

Do mesmo modo, com o intuito de medir a perda de carga nas tubulações, foi utilizado o transmissor de pressão da DWYER, modelo DM-2000. O sinal de saída desse transmissor se encontra numa faixa de $[4,00 - 20,00]$ mA. Conectado a esse transmissor, há um multímetro digital de bancada, da marca POLITERM, modelo POL-79C. O multímetro tem o propósito de realizar a leitura do sinal de saída, que

por sua vez, é proporcional a pressão diferencial entre os dois pontos da tubulação estudada.

A curva de calibração relaciona variação de pressão e leituras em miliampere está no anexo I.

4.3. METODOLOGIA DE ENSAIO

Ao iniciar o experimento, foram analisadas as condições ambientais, com intuito de se encontrar a massa específica e a viscosidade cinemática do ar, para isso, mediu-se temperatura, com auxílio de um termopar ligado a um multímetro digital da MINIPA, e pressão atmosférica com o auxílio do sensor de pressão diferencial da PASCO.

O equipamento de vazão da RÜCKEN, vem calibrado segundo as especificações do fabricante, já o transmissor de pressão da DWYER passou por um ajuste de parâmetros sincronizando suas medições às leituras do multímetro digital de bancada. A planilha de calibração se encontra no anexo I.

A medida que a frequência do rotor do ventilador era alterada, a rotação do mesmo influenciava à vazão do escoamento analisado. Assim, para cada rotação, obteve-se dados relativos à vazão e à perda de carga, resultante da leitura do multímetro de bancada, que por sua vez, foi convertido em unidades de pressão.

O alcance da faixa de frequência do inversor, diretamente proporcional à rotação do ventilador, foi de [20 – 60] Hz. O limite inferior, devido aos requisitos do medidor de vazão, e o superior, devido à limitação do próprio inversor de frequência. Assim, a faixa de número de Reynolds analisada para a seção circular foi de $1 \times 10^4 < Re_D < 3 \times 10^4$, baseado no diâmetro da seção transversal. Já para a seção anular tanto concêntrica, quanto excêntrica, a faixa alcançada foi de $2 \times 10^3 < Re_{Dh} < 1,1 \times 10^4$.

O número de Reynolds foi definido a partir da velocidade média do escoamento, assim como do diâmetro interno, na primeira configuração, e do diâmetro hidráulico, nas demais configurações. Dessa maneira, grande parte dos dados se encontra em um regime turbulento totalmente desenvolvido.

4.3.1 Medição de Perda de Carga

Durante o processo de medição de perda de carga foram tomados alguns cuidados adicionais. Um deles diz respeito a fabricação das tomadas de pressão. As tomadas de pressão devem facear a parede interna da tubulação, caso contrário poderão criar um efeito de cavidade e produzir leituras de pressão menores do que deveria ser.

A instalação recomendada pelo fabricante do medidor de vazão foi observada, visto que é recomendado que o trecho a montante do equipamento deve ter no mínimo dez vezes o diâmetro da tubulação. O trecho a jusante do equipamento, por sua vez, deve ter cinco vezes o diâmetro da tubulação, para então ser realizada a primeira tomada de pressão.

Dessa forma, na configuração onde tem-se o tubo de seção circular, a montante do equipamento tem-se quarenta vezes o diâmetro da seção, e a jusante do equipamento, tem-se vinte diâmetros. Para todas as seções anulares, tem-se quarenta diâmetros hidráulicos a montante do medidor de vazão, e trinta diâmetros a jusante do equipamento. Foram ainda acrescentados mais treze diâmetros antes que a primeira tomada de pressão fosse posicionada, visto que houve uma mudança da seção do escoamento, que por sua vez, poderia causar variações no escoamento, e portanto, comprometer a leitura de dados. Tais distâncias estão representadas nas Figs. (8) e (9).

O comprimento do tubo após a segunda tomada de pressão também foi observado de forma a garantir que não houvesse influência da pressão atmosférica na leitura do segundo ponto de pressão estática. Assim, tem-se cinco diâmetros hidráulicos a montante da saída do tubo.

Os parafusos e porcas foram posicionados perpendicularmente aos pontos de tomada de pressão, também se considerou uma distância segura entre o local o qual foram posicionados e a região de obtenção de dados. Dessa forma, evitou-se possíveis interferências na leitura.

4.3.2. Medição de Tensão de Cisalhamento na Parede dos Tubos

A tensão cisalhante na parede também engloba o escopo deste trabalho, sendo estudadas as tensões nas paredes internas dos tubos concêntricos e excêntricos.

Para tanto, foi utilizada a metodologia de Preston, detalhada por Ota *et al.* (2014), medindo tensão cisalhante com o auxílio do tubo de Preston de diâmetro externo de 1,50 mm.

Através da equação de balanço de força em um duto circular foi realizada a calibração do tubo de Preston. Para tanto, foram obtidos dados quanto a diferença da pressão estática, avaliada em P_y , e a pressão dinâmica, avaliada em P_x , ilustrada na Fig. (11). Tais valores foram relacionados com dados de perda de carga no duto, aferidos entre os pontos P_1 e P_2 da Fig. (8). Dessa forma, foi possível obter uma equação que relaciona a diferença de pressão entre P_y e P_x , $\Delta P_{Preston}$, e à tensão de cisalhamento na parede.

As leituras de perda de carga e de $\Delta P_{Preston}$ foram realizadas com o auxílio do transdutor de pressão e do multímetro de bancada, assim como explanado anteriormente.

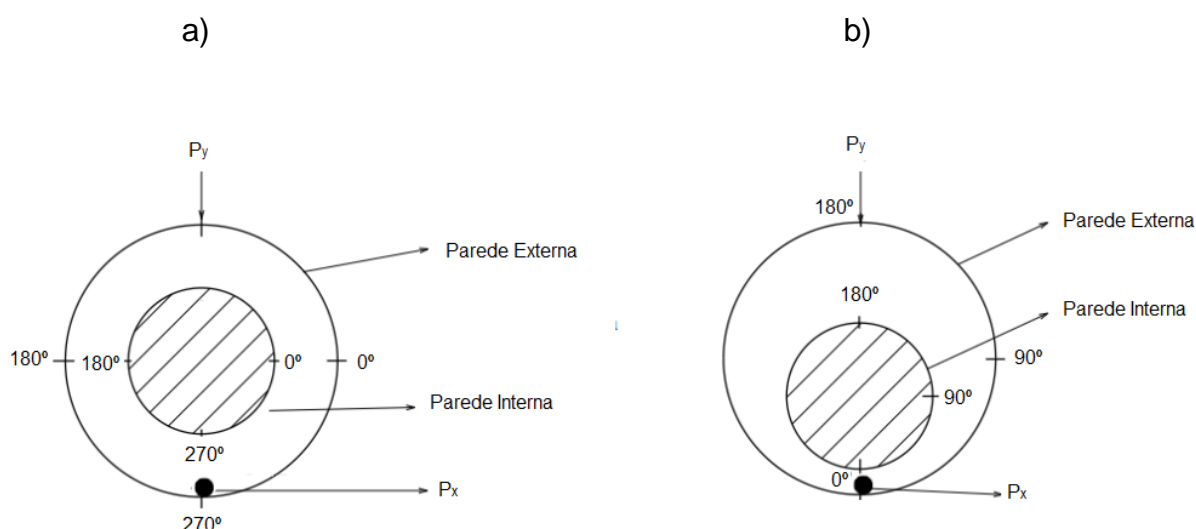


Figura 11. Montagem do Tubo de Preston. (a) Tubos Concêntricos; (b) Tubos Excêntricos.

Em posse da equação de calibração do tubo de Preston, o ensaio foi realizado para a parede externa e interna dos tubos concêntricos e excêntricos, assim como ilustrado na Fig. (10). Onde para cada parede foi feito o levantamento da distribuição de τ_w para diferentes Re_{Dh} .

Tal levantamento foi realizado em diferentes posições para cada parede, segundo a angulação representada na Fig. (11).

4.3.3. Metodologia Numérica

Realizou-se ainda simulações numéricas com o intuito de obter valores de fator de atrito e tensão de cisalhamento na parede para os problemas excêntricos, visto que não há soluções de referência para tal problema.

Para isso, modelou-se uma seção anular excêntrica de dimensões iguais ao experimental, 60,00 mm e 32,20 mm, de diâmetro externo e interno, respectivamente. Sendo utilizados dados de velocidade experimentais como condição inicial para a simulação numérica, abrangendo assim, uma faixa de $4000 < Re_{Dh} < 11000$.

O número de Reynolds foi baseado na velocidade média do escoamento, no diâmetro hidráulico da seção e na viscosidade cinemática do fluido. Assim, foram feitas estacionárias, com o auxílio de uma plataforma comercial, utilizando a técnica de volumes finitos, e o modelo de turbulência $k-\omega$ SST, estabeleceu-se uma intensidade de turbulência de 5% na entrada do domínio computacional.

A malha criada tem uma geometria hexaédrica, com um número total de nós de 3648120. A malha foi caracterizada de modo a ser mais fina em regiões próximas às paredes, com intuito de avaliar parâmetros dentro da subcamada viscosa.

A máquina utilizada para realização das simulações possui processador Intel(R) Core(TM) i7-5820k e memória RAM de 64GB, o que resultou num tempo total de aproximadamente 16 horas, 37 minutos e 36 segundos, envolvendo as quatro simulações referentes a $e = 0,20$, e as oito simulações referentes a $e = 0,50$.

A excentricidade de $e = 0,70$ já se encontram em um domínio de solução transiente, resultando assim, em tempos de simulação extensos. Deste modo, a

análise numérica complementar para esta excentricidade não faz parte do escopo do presente trabalho, podendo ser englobada em trabalhos futuros.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo serão apresentados os resultados de fator de atrito e de tensão cisalhante, assim como a análise dos mesmos para cada uma das cinco seções de testes: seção transversal circular, seção transversal anular concêntrica, seção transversal de excentricidade 0,20, seção transversal de excentricidade 0,50, e por fim, seção transversal de excentricidade 0,70.

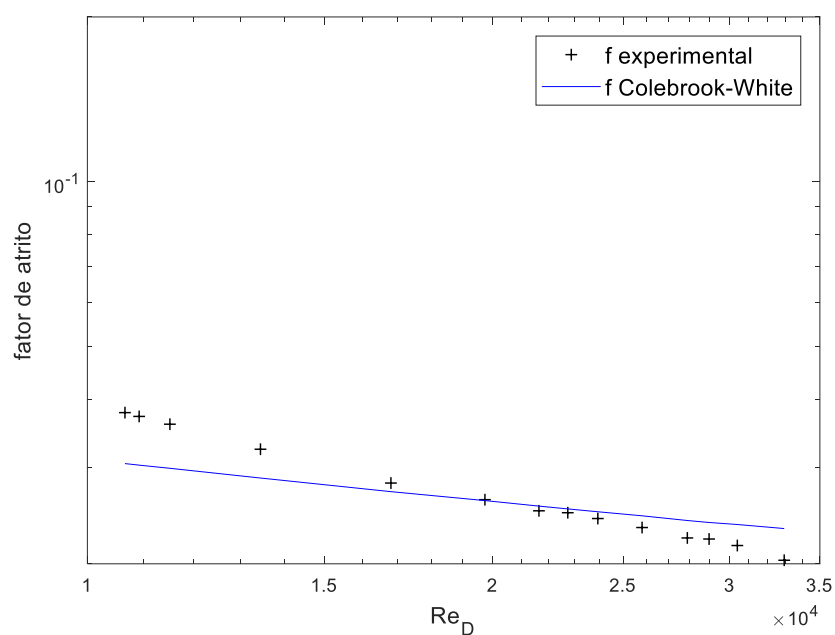
5.1. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO FATOR DE ATRITO NA SEÇÃO TRANSVERSAL CIRCULAR

Os dados experimentais referentes a vazão e perda de carga relativos as cinco seções foram trabalhados com intuito de calcular o fator de atrito experimental da equação de Darcy-Weishbach, Eq. (2).

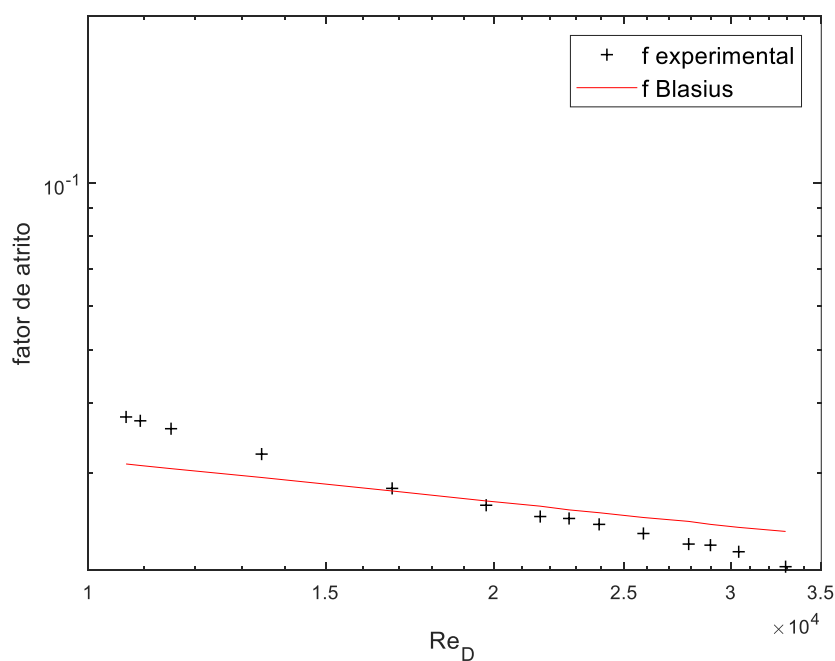
Os dados experimentais foram comparados às soluções propostas por Blasius, Eq. (4) e Colebrook-White, Eq. (5).

Segundo Porto (2006), a rugosidade absoluta do PVC está entre [0,0015-0,010] mm. Assim utilizou-se o valor de 0,0015 mm, na equação de Colebrook-White.

As curvas provenientes dessas equações e os pontos experimentais são apresentados na Fig. 12 (a) e (b).



a)



b)

Figura 12. Fator de atrito experimental referente a seção circular. a) Comparação com a curva de Colebrook-White; b) Comparação com a curva de Blasius.

White (2007) classifica a faixa compreendida entre $1.000 < Re < 10.000$ como região de transição para turbulência, dessa forma os dados compreendidos à esquerda dessa faixa foram desconsiderados para efeitos de análise comparativa, em ambas as equações de Blasius e Colebrook-White.

Junto aos dados relacionados para Re inferiores a 10.000 foi traçada a equação do escoamento laminar, Eq. (3), com intuito de avaliar se haveria alguma possível correlação com tal regime. Contudo, como pode ser visto na Fig. (13), não foi possível encontrar tal relação, reafirmando que esses dados se encontram na região de transição.

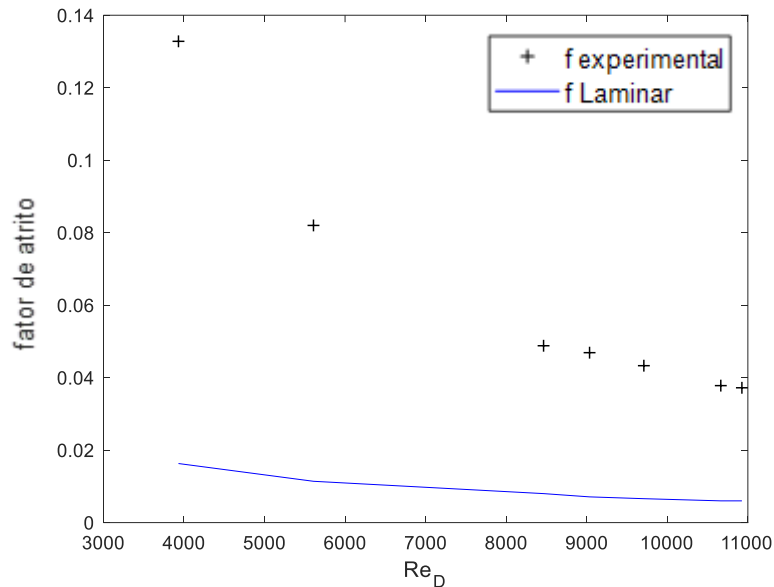


Figura 13. Comparação com Re_D e Laminar – Seção Circular.

No entanto, os dados experimentais da seção circular condizem com o descrito pelo referencial teórico, tendo valores de fator de atrito, a partir de Re na ordem de 10.000, sobrepondo ambas as curvas de referência.

Além disso, fez-se uma análise quantitativa para avaliar a distância média entre o ponto experimental e o ponto analítico, seguindo a Eq. (101).

$$d_m = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (f_{\text{exp},n} - f_{\text{análita},n})^2} \quad (101)$$

Onde d_m é a distância média entre os pontos experimentais e os pontos analíticos, e n representa a quantidade de dados analisados.

Dessa forma, tem-se que a distância média referente à curva de Blasius é 0,0033, já para a curva de Colebrook-White é 0,0035. Assim, apesar dos dados

experimentais apresentarem boa concordância para ambas as soluções analíticas, concluiu-se que a equação de Blasius é a que melhor descreve tais dados.

Sendo que tais fatos validam seção de testes, instrumentação, assim como a metodologia de obtenção de dados e análise.

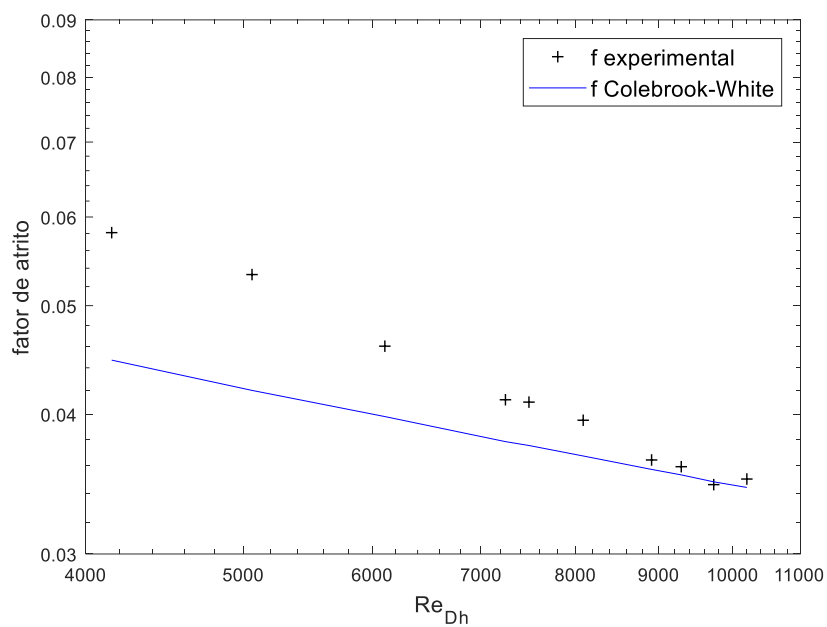
5.2. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO FATOR DE ATRITO PARA DUTOS CONCÊNTRICOS

Da mesma maneira, valores de fator de atrito também foram calculados para a seção anular. Então, os resultados experimentais foram comparados as soluções propostas por Blasius, Colebrook-White e por Gnielinski, Eq. (7).

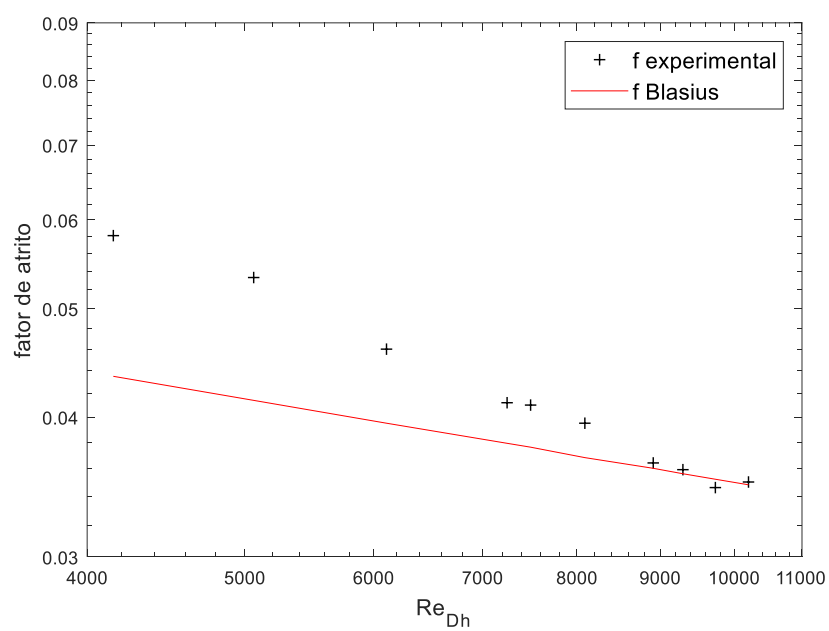
No entanto, visto que ambas as equações de Colebrook-White, Eq. (5), e Blasius, Eq. (4), foram propostas partindo de uma geometria circular, ao utilizá-las com os dados da seção anular, realizou-se o ajuste do número de Reynolds, sugerido por Gnielinski (2009), para serem então aplicadas ao caso de tubos concêntricos.

Dessa forma, para o cálculo de fator de atrito, a partir das equações citadas, o número de Reynolds foi ajustado conforme a razão de raios da seção transversal, expressa pela Eq. (9), e então aplicadas as correlações de Colebrook-White Eq. (5), e Blasius Eq. (4),

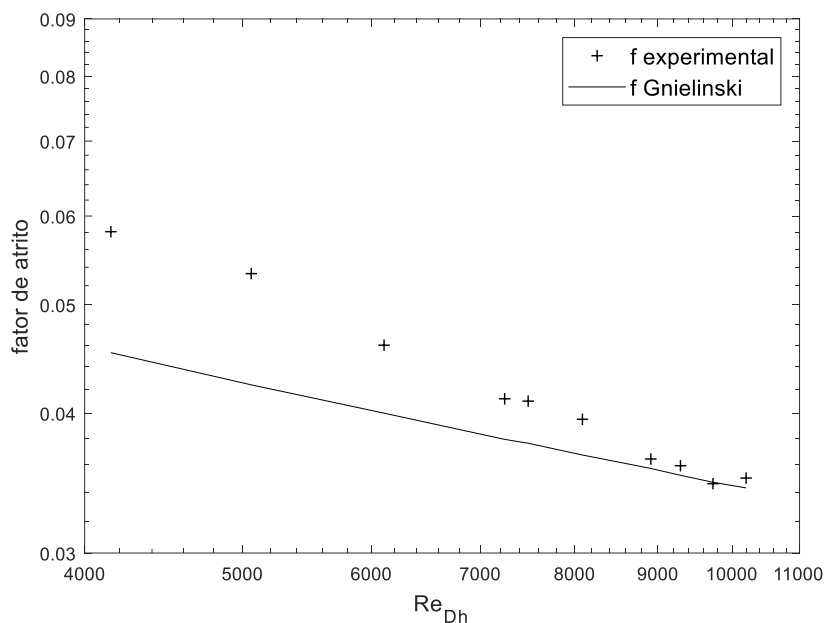
As três curvas provindas das equações e os pontos experimentais resultantes da seção anular de testes são apresentados na Fig. 14 (a), (b) e (c).



a)



b)



c)

Figura 14. Fator de atrito experimental referente a seção anular. a) Comparação com a curva de Blasius; b) Comparação com a curva de Colebrook-White; c) Comparação com a curva de Gnielinski.

A partir de $Re = 7000$, os dados experimentais e as três curvas de referência apresentam valores muito próximos entre si. Apesar da proximidade ser grande para todas as três curvas, os dados experimentais possuem uma correlação maior com a curva de Gnielinski, cuja distância média entre o dado experimental e o dado numérico é de 0,0059, seguido de Colebrook-White, 0,0062 e então, Blasius, 0,0065.

Segundo Porto (2006), a região compreendida de $2000 < Re_D < 4000$, é considerada região de transição. Tal região é caracterizada pelas flutuações de parâmetros do escoamento. Pontos não abrangidos pelas equações utilizadas como referência, justificando assim, a divergência entre os dados experimentais e as curvas de referência nessa região do gráfico.

Porto (2006) cita a expressão de Swamee e Jain, proposta em 1976, que se propõe a calcular o fator de atrito, f , sem limitações quanto ao regime de escoamento, número de Reynolds e rugosidade relativa. No entanto, comenta o fato de haver uma quantidade reduzida de estudos sobre a equação, sugerindo a

possibilidade de erros envolvendo tal equação prejudicando significativamente um determinado projeto.

As soluções analíticas laminares não tiveram boa concordância com os dados experimentais, como pode ser observado na Fig. (15). Fato que auxilia na classificação dessa faixa como região de transição.

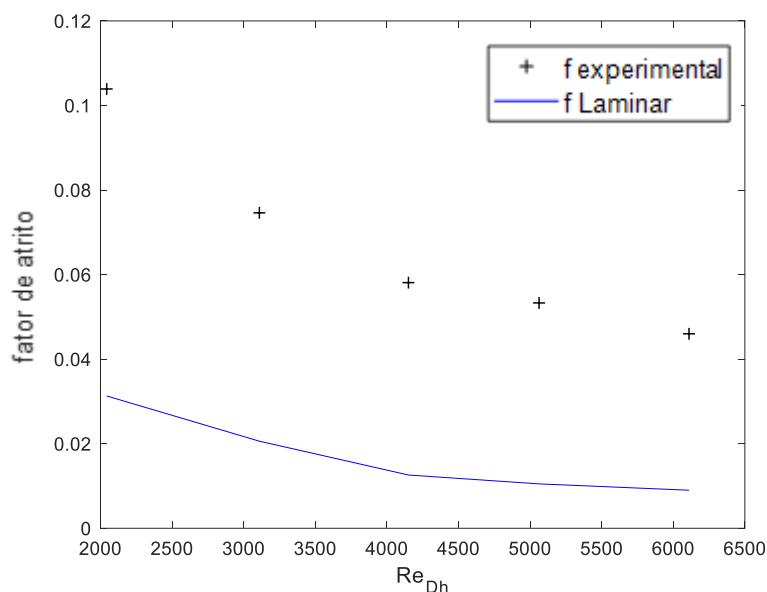


Figura 15. Comparação com o Regime Laminar – Seção Anular Concêntrica.

Além da avaliação ante as equações analíticas, os dados experimentais relativos à seção anular concêntrica também foram comparados a dados numéricos, tendo sido mantidas a mesma geometria e características dinâmicas do ensaio experimental. Tal comparação está apresentada na Fig. (16).

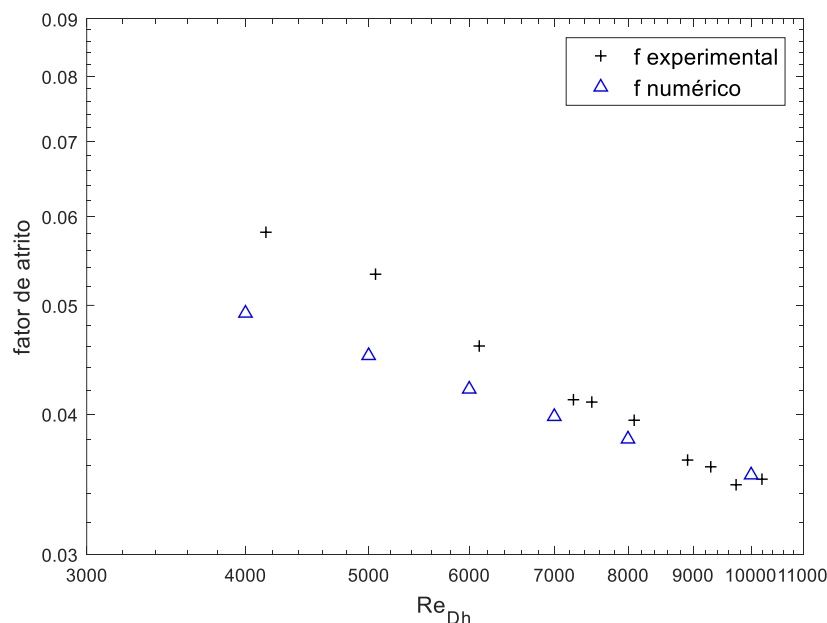


Figura 16. Fator de Atrito da Seção Anular Concêntrica – Comparação com Numérico

A partir da Fig. (16) é possível observar que mesmo as soluções numéricas, possuem melhor concordância com as soluções analíticas, para valores de $Re_{Dh} > 6000$. A partir desse valor, soluções numéricas e experimentais começam a convergir em conjunto com as soluções propostas pelos autores.

Tal resultado leva a crer ainda que soluções analíticas acerca de perda de carga em dutos concêntricos são carentes de revisão e devem possuir comportamento distinto em distintas faixas de números de Reynolds.

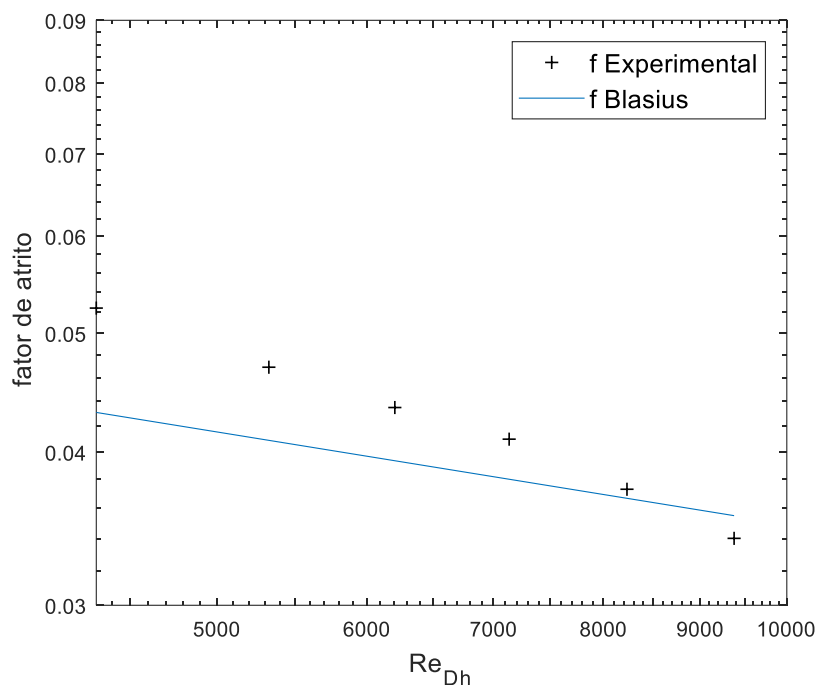
5.3. DETERMINAÇÃO DO FATOR DE ATRITO PARA DUTOS EXCÊNTRICOS

Como nos casos anteriores, o fator de atrito obtido experimentalmente para cada configuração de dutos excêntricos foi avaliado ante as equações de Blasius, Eq. (4), de Colebrook-White, Eq. (5), e a equação proposta por Gnielinski, Eq. (7).

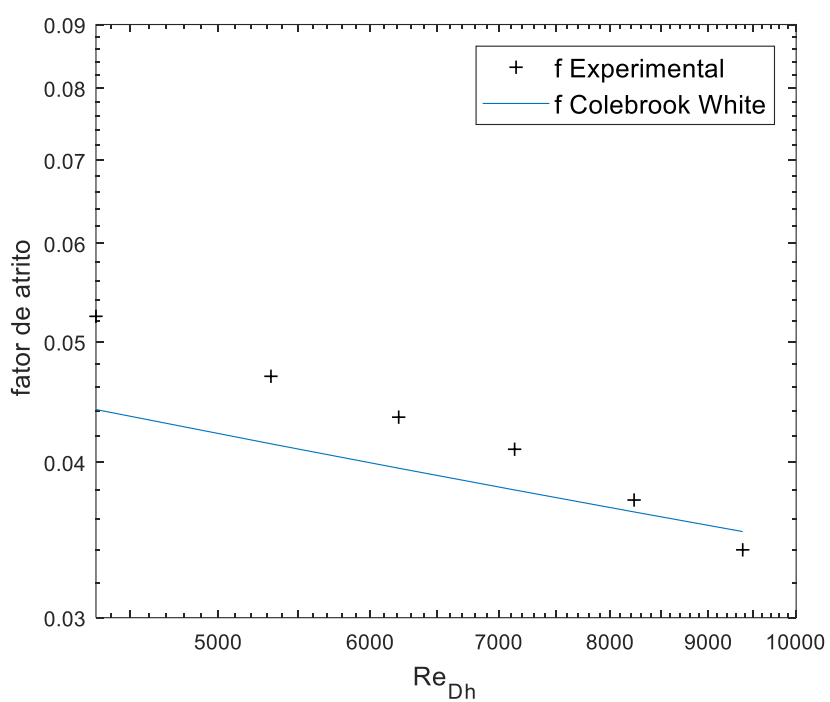
Devido ao fato da geometria das seções de testes se diferenciarem de uma geometria de seção circular padrão, em toda a análise de resultados, foi utilizado o ajuste do número de Reynolds, expresso pela Eq. (9).

5.3.1. EXCENRICIDADE 0,20

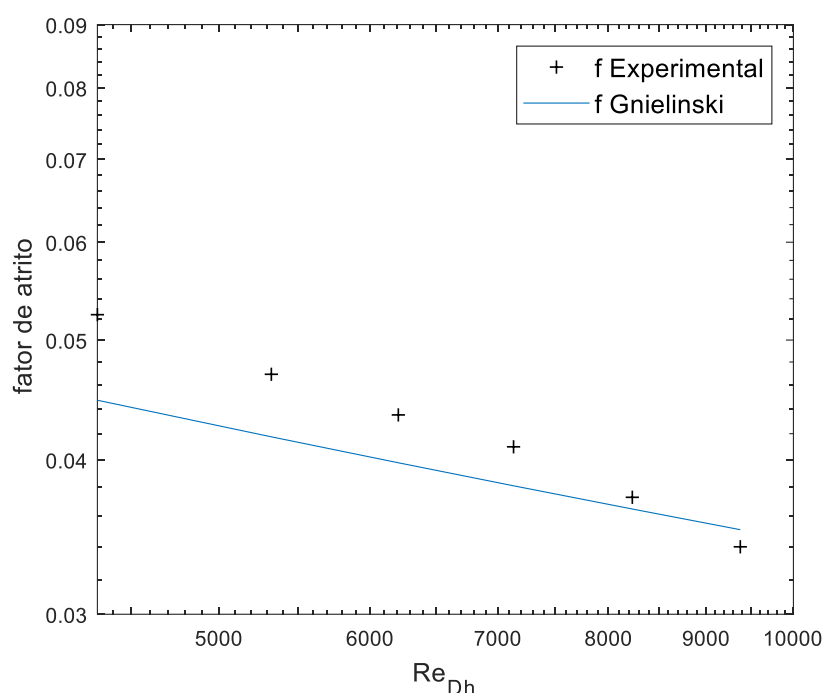
As três curvas providas das equações e os pontos experimentais resultantes da seção anular de testes de $e = 0,20$ são apresentados na Fig. 17 (a), (b) e (c).



a)



b)



c)

Figura 17. Fator de atrito experimental referente a seção anular de $e = 0,20$. a) Comparação com a curva de Blasius; b) Comparação com a curva de Colebrook-White; c) Comparação com a curva de Gnielinski.

Assim como no caso de tubos concêntricos, a partir de $Re_{Dh} = 7000$, os dados experimentais para a excentricidade de $e = 0,20$ e as três curvas de referência apresentam valores muito próximos entre si. Apesar da proximidade ser grande para todas as três curvas, os dados experimentais possuem uma correlação maior com a curva de Gnielinski, visto que a distância média entre os dados experimentais e numéricos é de 0,0043, ante a 0,0046 e 0,0050, caracterizando-a como uma melhor solução para o caso avaliado.

Quanto aos pontos experimentais anteriores a $Re_{Dh} = 7000$, apesar de não sobrepor as curvas de referência, através de uma análise de incertezas, é possível observar a coerência dos mesmos. Sendo válido lembrar a possibilidade destes dados se encontrarem uma região de transição, dificultando assim, a aquisição de dados experimentais.

Como mencionado anteriormente, para a excentricidade de $e=0,20$ foi realizada uma análise numérica complementar aos dados experimentais. Sendo assim, os dados numéricos são apresentados junto aos experimentais, através da Fig. (18).

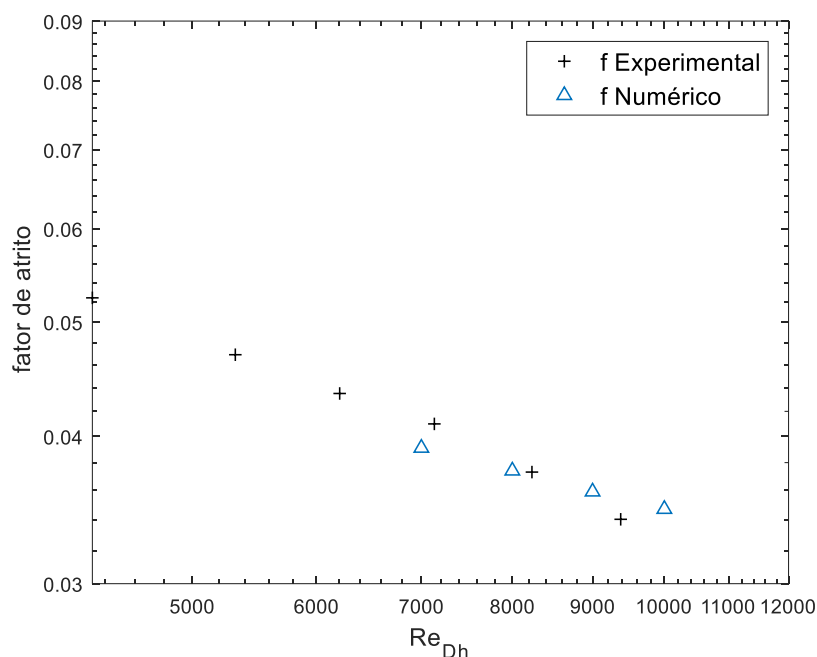


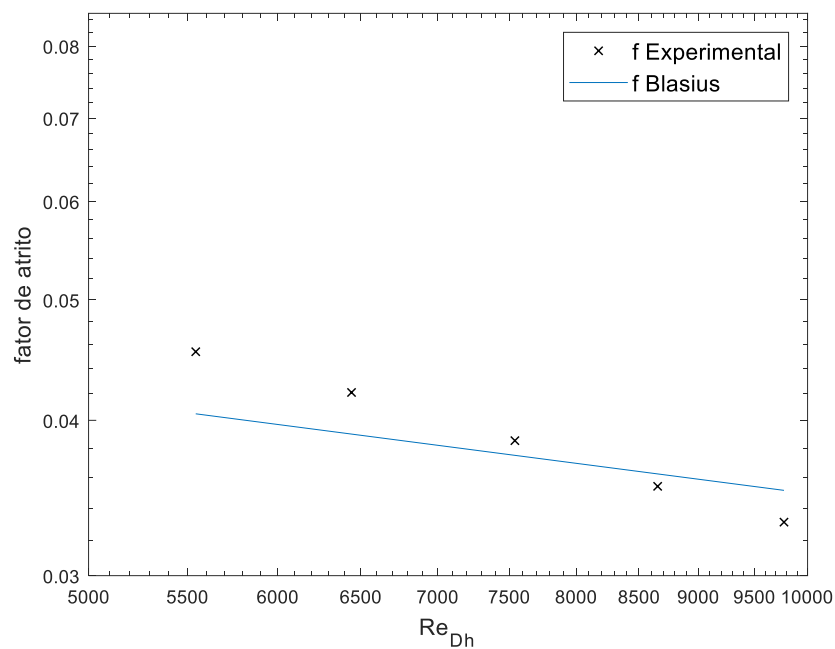
Figura 18. Fator de Atrito da Seção Excêntrica, $e = 0,20$ – Comparação com Numérico

A partir da Fig. (18), é possível observar a concordância dos dados numéricos ante aos dados experimentais, a partir de $Re_{Dh} > 7000$. Sendo que assim como no caso de tubos concêntricos, dados experimentais, numéricos e todas as três equações analíticas tendem a convergir para um mesmo valor à medida que o número de Reynolds aumenta.

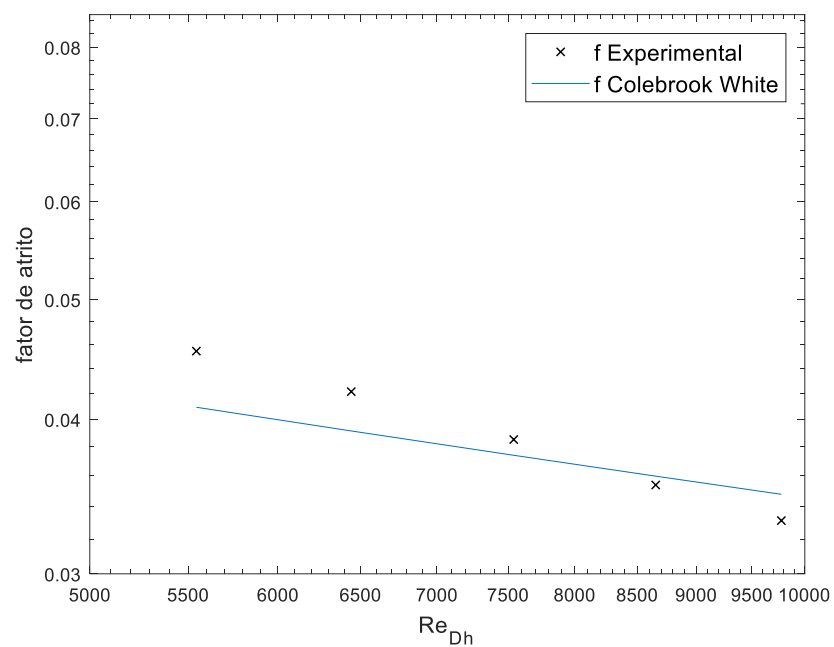
Apesar das soluções analíticas já terem sido modificadas a partir da Eq. (9), assim como na conclusão do caso concêntrico, pode-se observar que as soluções analíticas acerca de perda de carga em dutos excêntricos necessitam de revisão, de modo que provavelmente apresentem comportamento distinto para cada faixa de número de Reynolds.

5.3.2. EXCENRICIDADE 0,50

As três curvas providas das equações e os pontos experimentais resultantes da seção anular de testes de $e = 0,50$ são apresentados na Fig. 19 (a), (b) e (c).



a)



b)

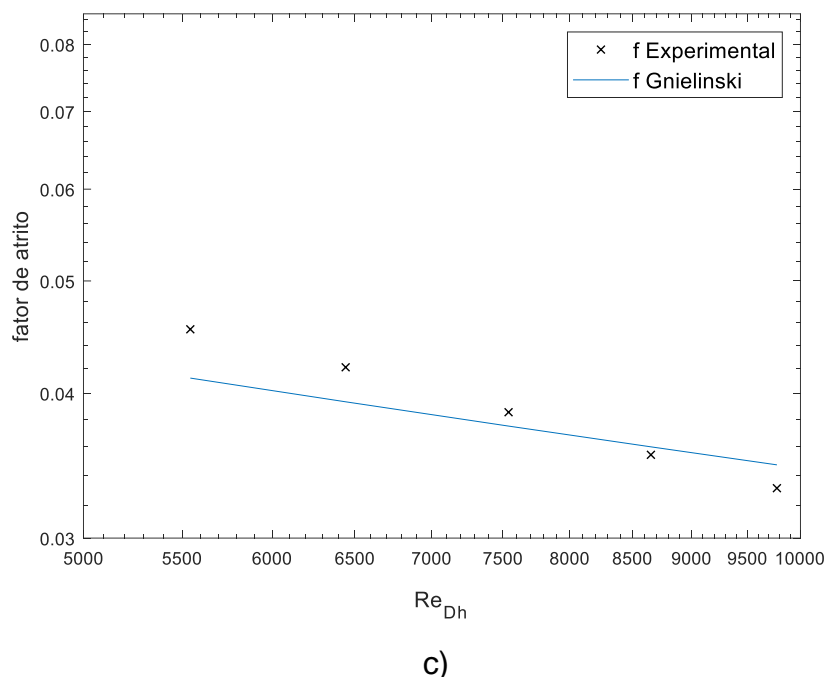


Figura 19. Fator de atrito experimental referente a seção anular de $e = 0,50$. a) Comparação com a curva de Blasius; b) Comparação com a curva de Colebrook-White; c) Comparação com a curva de Gnielinski.

Já para uma excentricidade de $e = 0,50$, a partir da $Re_{Dh} = 6000$, os dados experimentais começam a apresentar alta similaridade com as curvas de referência. Ainda que essas possuam comportamentos muito semelhantes, a curva que apresenta maior conformidade com os dados experimentais é, novamente, a equação de Gnielinski, como pode ser observado na Fig. 19 (c), e através da comparação entre as distâncias médias entre os dados experimentais e numéricos, onde se tem 0,007, seguido de Colebrook-White, 0,0076, e por fim, a solução proposta por Blasius, 0,0088.

Apesar de menor, se comparado com a excentricidade de $e = 0,20$, há uma leve discrepância dos dados anteriores a $Re_{Dh} = 6000$. Outra vez, esta pode ser explicada pela possível presença de uma região de transição do escoamento, podendo até mesmo ser negligenciada, frente à uma análise de incertezas.

Para esta configuração, também foi realizada a análise numérica. Tais dados são comparados aos dados experimentais correspondentes e são apresentados na Fig. (20).

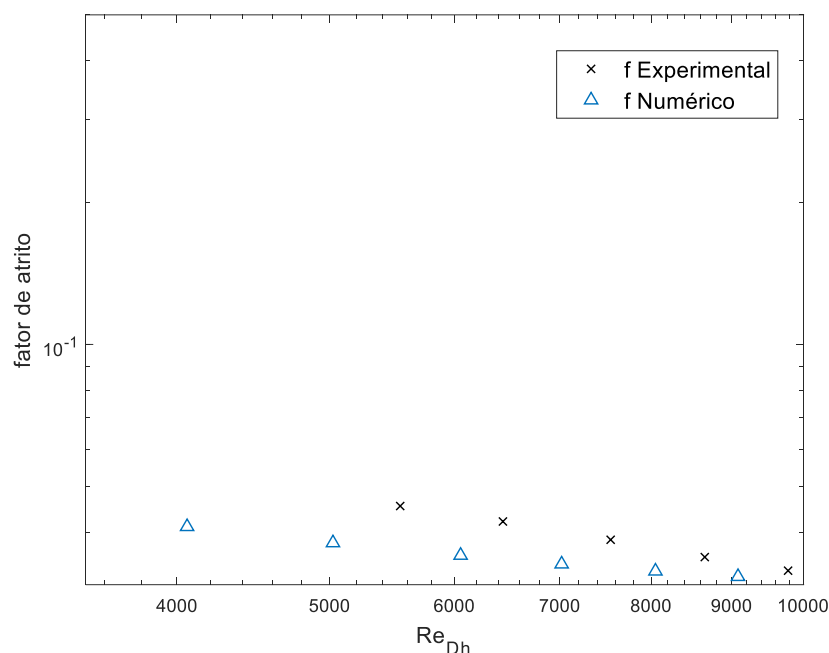


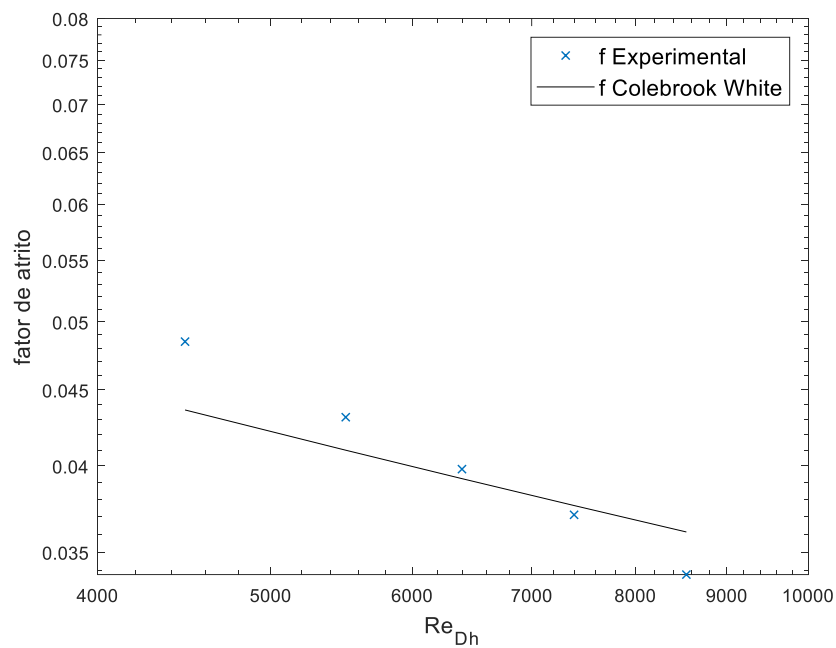
Figura 20. Fator de Atrito da Seção Excêntrica, $e = 0,50$ – Comparação com Numérico

A partir de $Re_{Dh} > 4000$, os dados numéricos e experimentais já se apresentam concordantes entre si, sendo que à medida que o número de Reynolds aumenta, tal concordância tende também a aumentar. Sendo possível observar que, por sua vez, ambos os dados convergem em conjunto com as soluções analíticas propostas pelos autores.

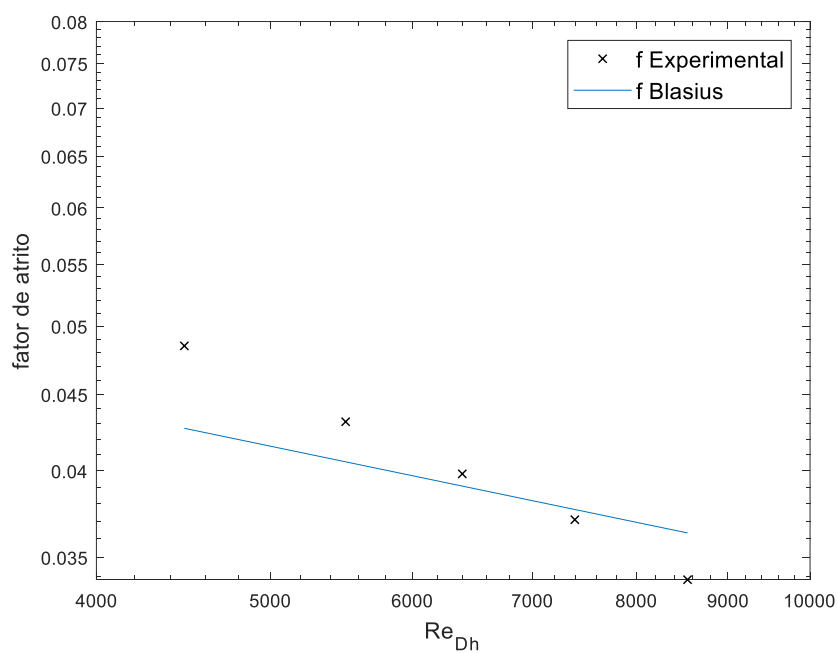
Novamente, fato que corrobora com a afirmação de que soluções analíticas ainda necessitam de revisão quanto ao fator de atrito em dutos excêntricos, provavelmente, apresentando comportamentos diferenciados para faixas específicas de número de Reynolds.

5.3.3. EXCENTRICIDADE 0,70

As três curvas providas das equações e os pontos experimentais resultantes da seção anular de testes de $e = 0,70$ são apresentados na Fig. 21 (a), (b) e (c).



a)



b)

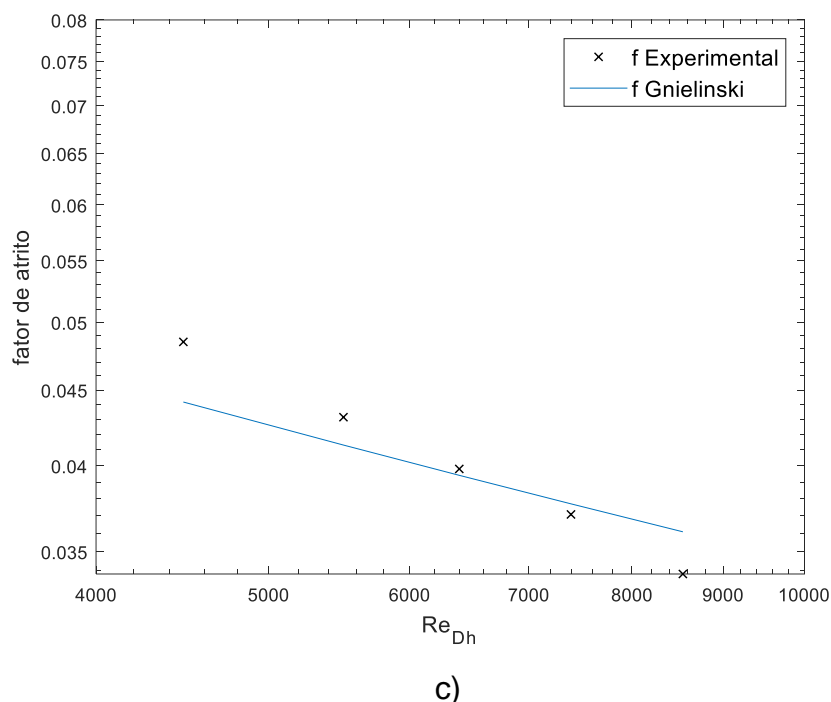


Figura 21. Fator de atrito experimental referente a seção anular de $e = 0,70$. a) Comparação com a curva de Colebrook-White; b) Comparação com a curva de Blasius; c) Comparação com a curva de Gnielinski.

Como pode ser observado a partir da Fig. (21), os dados experimentais apresentam boa concordância com as equações analíticas propostas. Tal conformidade começa a ser identificada a partir de $Re_{Dh} = 5000$, tendo dados experimentais sobrepondo as curvas de referência ainda em $Re_{Dh} = 6000$ e 7000 , diferentemente das outras duas configurações.

No entanto, à medida que o número de Reynolds aumenta, os dados experimentais já começam a se distanciar das curvas de referência. Dessa forma, começa-se a identificar as limitações da bancada experimental desenvolvida ante as faixas para medição de dados confiáveis de fator de atrito.

Quanto à análise de distância média entre os dados experimentais e analíticos, tem-se que a solução de Gnielinski, apresenta novamente a menor distância média, 0,0027, apresentando uma distância de 0,0029 para solução de Colebrook-White, e 0,0033 para a solução de Blasius.

Apesar de terem sido iniciadas, as simulações numéricas referentes à excentricidade de 0,70 não foram concluídas, visto que já se apresentaram em um domínio transiente, resultando em tempos de simulação extensos, que por sua vez, ultrapassou o tempo hábil do cronograma de trabalho.

5.4. COMPARATIVO DO FATOR DE ATRITO EXPERIMENTAL ENTRE SEÇÕES DE TESTES

A partir das análises feitas anteriormente para cada uma das cinco configurações, é possível observar que a bancada experimental desenvolvida permite um maior alcance quanto a faixa de números de Reynolds para a seção transversal circular, se comparado a todos os demais casos de seção transversal anular. Podendo avaliar fatores de atrito na faixa de $10000 < Re_D < 30000$, enquanto que para as demais configurações, tal faixa foi limitada a $Re_{Dh} < 11000$.

Outra análise que pode ser realizada é a comparação entre os fatores de atrito experimental de todas as quatro seções anulares de teste. Tal comparação auxilia na especificação da influência da geometria da área de passagem do escoamento ante a tal parâmetro.

Dessa forma, este comparativo é apresentado na Fig. (22).

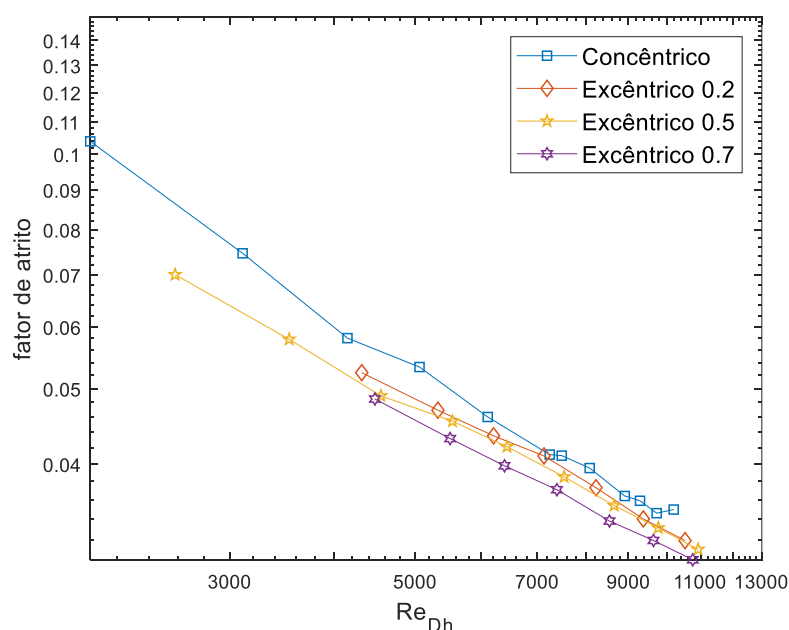


Figura 22. Comparativo do Fator de Atrito entre as Seções de Teste.

A partir da Fig. (22) é possível observar que o fator de atrito tem a tendência a diminuir à medida que a excentricidade da seção de testes aumenta. Assim, a seção transversal anular concêntrica apresenta os maiores valores de fator de atrito, seguida das seções excêntricas de $e = 0,20$ e $e = 0,50$, chegando aos menores valores com o dados referentes a excentricidade de $e = 0,70$.

Devido a limitação imposta pela bancada desenvolvida, não há dados experimentais referentes à seção transversal circular, concordantes com as soluções analíticas, na mesma faixa de Reynolds que as demais configurações, dificultando assim, a comparação desta configuração com as demais.

No entanto, ao se analisar uma solução analítica, a exemplo da equação de Blaisus, Eq. (4), para uma seção transversal circular, junto as curvas experimentais de seção anular, apresentadas na Fig. (22), tem-se que o fator de atrito da seção circular é inferior aos demais.

Tal fato está de acordo com o esperado, visto que ao adicionar um tubo no interior de outro, propriedades relativas as tensões cisalhantes se intensificam, a exemplo do aumento da superfície de contato entre fluido e parede, assim como fatores relacionados ao aumento da rugosidade, refletindo, conseqüentemente, no aumento da magnitude do fator de atrito deste escoamento.

5.5. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA TENSÃO DE CISALHAMENTO NA PAREDE DE DUTOS CONCÊNTRICOS E EXCÊNTRICOS

Neste trabalho, a distribuição de tensão cisalhante nas paredes da tubulação também foi medida como descrito.

Assim, quanto ao estudo da tensão de cisalhamento, tem-se a Eq. (102) que descreve a curva de calibração do tubo de Preston:

$$\tau^+ = -6 \times 10^{-9} \Delta p^+ + 0,0247 \Delta p^+ + 44,406 \quad (102)$$

Onde τ^+ é a tensão adimensionalizada pelo diâmetro de Preston, a massa específica e a viscosidade cinemática, conforme Eq. (103). Já o Δp^+ é a diferença de

pressão do tubo de Preston adimensionalizada pelos mesmos parâmetros, conforme Eq. (104).

$$\tau^+ = \frac{\tau \cdot d_{Preston}^2}{\rho \cdot v^2} \quad (103)$$

$$\Delta p^+ = \frac{\Delta p_{Preston} \cdot d_{Preston}^2}{\rho \cdot v^2} \quad (104)$$

Desse modo, os valores de diferença de pressão entre P_y e P_x , foram inseridos na Eq. (84) com a finalidade de se obter valores de tensão de cisalhamento na parede dos tubos concêntricos e excêntricos.

A literatura relata a dependência da velocidade média do escoamento no valor da tensão de cisalhamento na parede. Desse modo, decidiu-se apresentar valores de tensão de cisalhamento em uma forma adimensional, conforme Eq. (105), para ser possível então analisar os valores encontrados a partir da ótica da angulação a qual foi medida.

$$\frac{u^*}{u_m} = \frac{\sqrt{\tau_w}}{\rho} \quad (105)$$

Onde τ_w é a tensão cisalhante na parede, obtida com tudo de Preston, e u_m é a velocidade média do escoamento.

5.5.1. TENSÃO DE CISALHAMENTO EM DUTOS CONCÊNTRICOS

Nas Tabelas (1), referente a parede externa, e (2), referente a parede interna, são apresentados valores de tensão de cisalhamento adimensionalizada, conforme Eq. (105). São apresentados valores para três diferentes posições, conforme a angulação apresentada na Fig. (11), para quatros valores distintos de número de Reynolds.

Tabela 1. – Tensão de Cisalhamento Adimensional nos Tubos Concêntricos – Parede Externa

u^*/u_m	0°	180°	225°
$Re_{Dh} = 4.000$	0,0651	0,0630	0,0684
$Re_{Dh} = 6.000$	0,0657	0,0623	0,0686
$Re_{Dh} = 8.000$	0,0635	0,0616	0,0664
$Re_{Dh} = 10.000$	0,0616	0,0618	-----

Tabela 2. – Tensão de Cisalhamento Adimensional nos Tubos Concêntricos – Parede Interna

u^*/u_m	0°	180°	270°
$Re_{Dh} = 3.500$	0,1115	0,1050	0,1280
$Re_{Dh} = 5.000$	0,1076	0,1028	0,1280
$Re_{Dh} = 6.500$	0,1057	0,0984	0,1192
$Re_{Dh} = 7.500$	0,1077	0,1028	0,1175

O referencial teórico explana que a tensão cisalhante nas paredes externa e interna de uma configuração anular concêntrica apresentarão valores diferentes entre si, sendo esperados valores maiores na região mais próxima à parede interna (Chung *et al.*, 2002).

De fato, é o que pode ser observado nas Tabs. (1) e (2), onde a parede interna apresenta valores superiores em relação à parede externa. Tendo um valor médio de 0,0644 para a parede externa, e 0,111 para a parede interna.

Além disso, segundo White (2007), a tensão cisalhante seria constante em todo o comprimento da parede externa. O mesmo aconteceria para a tensão na parede interna.

Fato também observado através das informações das Tabs. (1) e (2), onde a variação dos dados é pequena e independente do local de medição.

Além disso, é necessário fazer a análise quantitativa dos dados experimentais apresentados nas tabelas. Para isso, calculou-se o coeficiente de fricção, definido pela Eq. (106) para a parede externa e para parede interna, a um número de Reynolds aproximadamente, $Re_{Dh}=8.000$, e posição a 0° , conforme Fig. (11).

$$c_f = \frac{\tau_w}{\frac{1}{2} \rho u_m^2} \quad (106)$$

Os valores de coeficiente de fricção para as paredes da seção anular concêntrica experimental foram então comparadas aos valores encontrados por Chung *et al.* (2002) para $Re_{Dh} = 8900$, e razão de raios de, 0,50. Tal comparação está apresentada na Tab. (3).

Tabela 3. – Coeficiente de Fricção

C_f	Experimental (r/R=0,54; $Re_{Dh}=8000$)	Chung <i>et al.</i> (2002) (r/R=0,5 ; $Re_{Dh}=8900$)
Parede Externa	0,00807	0,00849
Parede Interna	0,02314	0,00941

Como é possível observar a partir da Tab. (3), os valores relativos à tensão de cisalhamento na parede externa está conforme o esperado, ao apresentar um valor de coeficiente de fricção muito similar ao encontrado por Chung *et al.* (2002).

No entanto, o valor de coeficiente de fricção relativo à parede interna da seção anular medido experimentalmente se apresenta bem divergente do resultado

encontrado pelos autores, de forma que será necessário um estudo mais aprofundado da questão em trabalhos futuros.

5.5.2. TENSÃO DE CISALHAMENTO EM DUTOS EXCÊNTRICOS

A seguir serão apresentadas tabelas referentes aos dados de tensão de cisalhamento nas paredes externas e internas dos dutos excêntricos. Apresentado dados experimentais referentes a cada uma das três excentricidades, e tendo a análise numérica restrita às excentricidades de $e = 0,20$ e $e = 0,50$, como elucidado anteriormente.

5.5.2.1 EXCENTRICIDADE 0,20

Para uma análise de caráter qualitativo, são apresentadas as Fig. (23), referente a parede externa, e (24), referente a parede interna. São apresentados valores de tensão de cisalhamento, τ_w , na parede para diferentes posições, conforme a angulação apresentada na Fig. (11), e para distintos números de Reynolds.

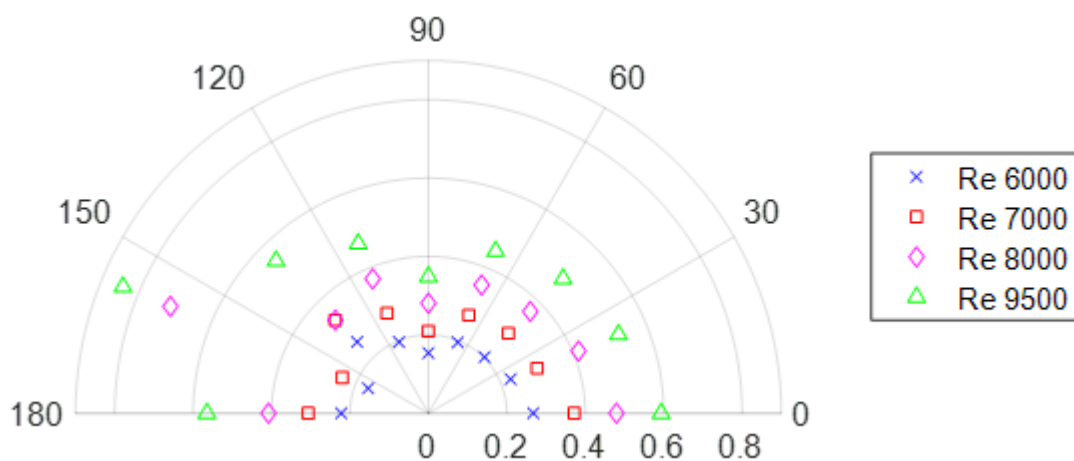


Figura 23. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Externa - $e = 0,20$.

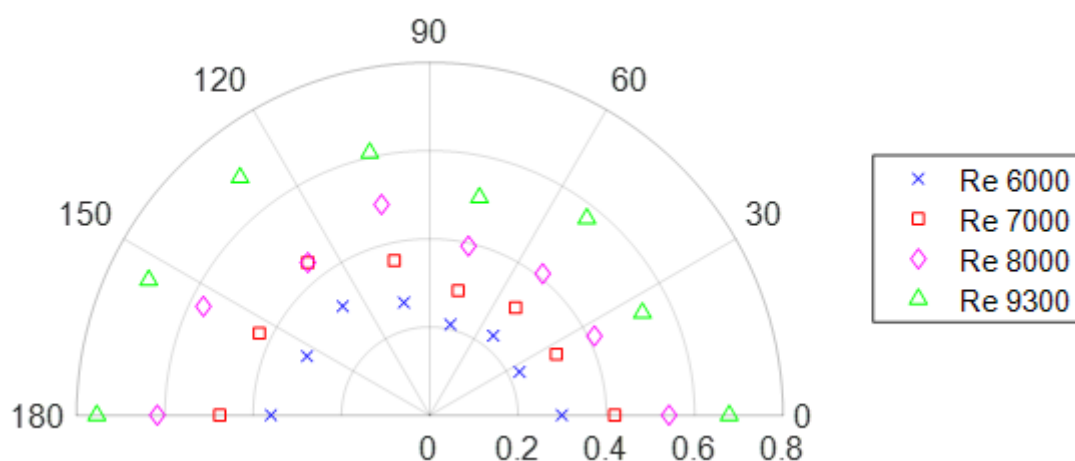


Figura 24. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Interna - $e = 0,20$.

Como pode-se observar, a tensão de cisalhamento na parede interna é ligeiramente superior aos dados da parede externa, seguindo o mesmo padrão dos tubos concêntricos.

Diferentemente dos dutos concêntricos, os dados obtidos variam dependendo da posição a qual foram medidos, visto que devido a excentricidade, perde-se a simetria da seção transversal.

Para a excentricidade de $e = 0,20$, também foram obtidos dados numéricos quanto a tensão de cisalhamento na parede. Esses estão apresentados na Fig. (25), referente a parede externa, e na Fig. (26), referente a parede interna.

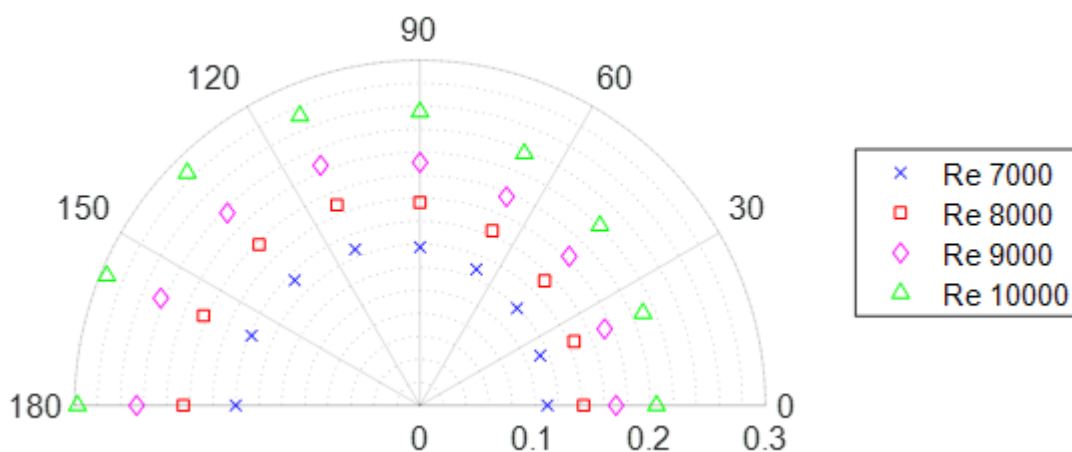


Figura 25. Tensão Cisalhante na Parede Externa - $e = 0,20$. Solução numérica

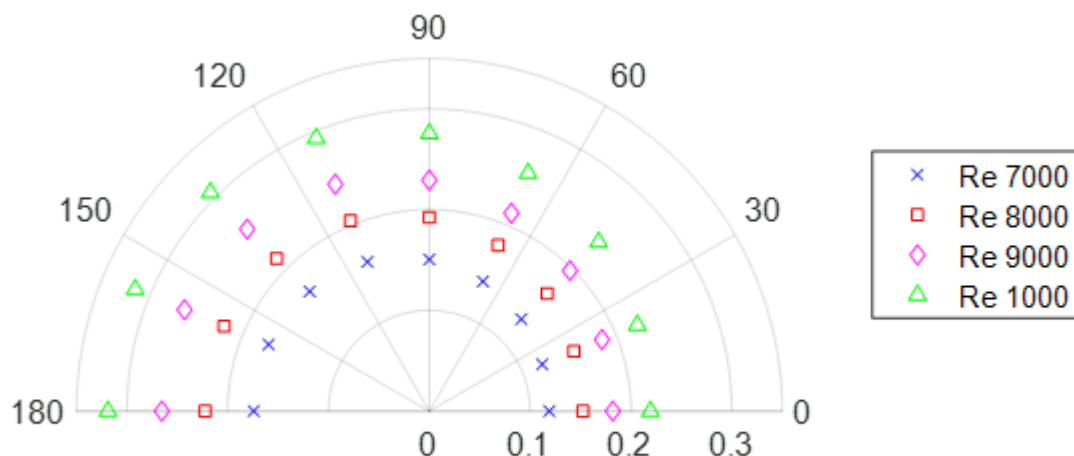


Figura 26. Tensão Cisalhante na Parede Interna - $e = 0,20$. Solução numérica.

Ao observar as Fig. (25) e (26), tem-se que a tensão de cisalhamento, assim como nos dados experimentais, apresentam valores superiores na parede interna se comparada a parede externa. Sendo que para ambas as paredes, os valores de tensão variam de acordo com a posição medida.

Apesar de qualitativamente, os dados tanto numéricos, quanto experimentais estarem concordantes, inclusive apresentando formato de curva concordantes, com ressalvas específicas, ante a uma análise quantitativa, não há essa conformidade. Apresentando muitas discrepâncias tanto para os dados envolvendo a parede externa, quanto a parede interna.

Tal discrepância quantitativa pode ser explicada por uma dificuldade no posicionamento do tubo de Preston, visto a geometria excêntrica, o que prejudicaria a aplicação da metodologia de Preston para mensurar tal parâmetro.

5.5.2.2 EXCENTRICIDADE 0,50

Da mesma maneira, os dados experimentais relativos à tensão de cisalhamento, τ_w , nas paredes externa e interna para uma excentricidade de $e = 0,50$ são apresentados nas Fig. (27) e (28), respectivamente.

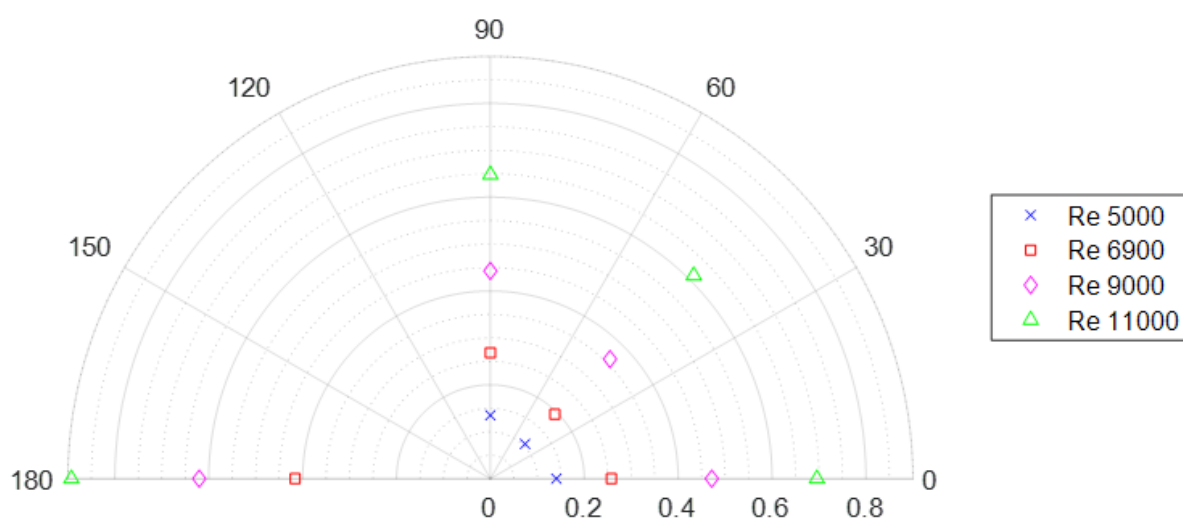


Figura 27. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Externa - $e = 0,50$.

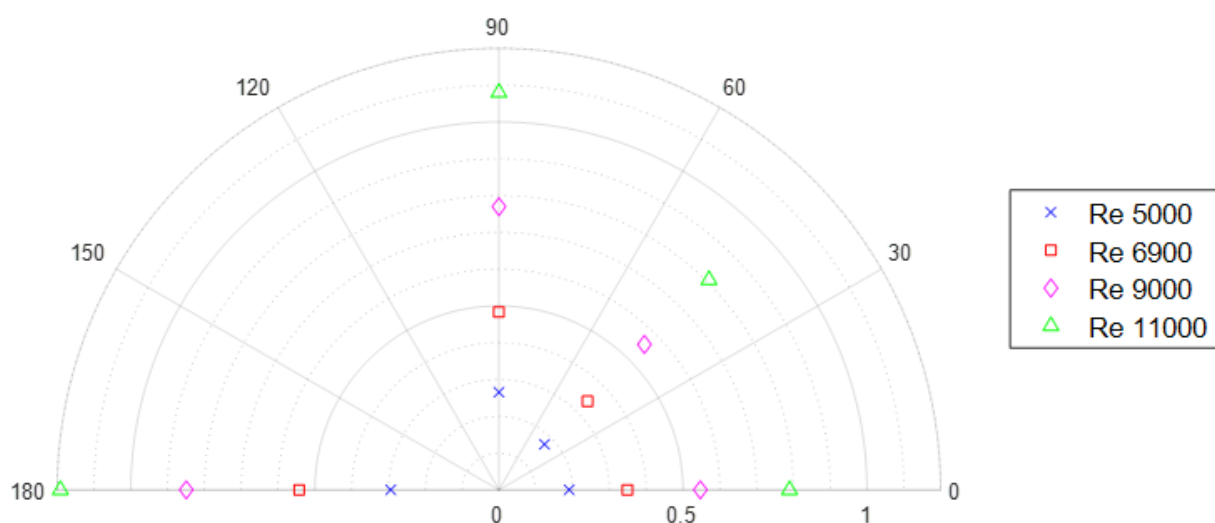


Figura 28. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Interna - $e = 0,50$.

Como nos dados apresentados anteriormente, os valores para tensão de cisalhamento na parede interna são superiores aos valores encontrados na parede externa da seção transversal. Além do formato de ambas as curvas de dados também apresentarem concordância entre si.

Para a excentricidade de $e = 0,50$, também foram obtidos dados numéricos quanto a tensão de cisalhamento na parede. Esses estão apresentados na Fig. (29), referente a parede externa, e na Fig. (30), referente a parede interna.

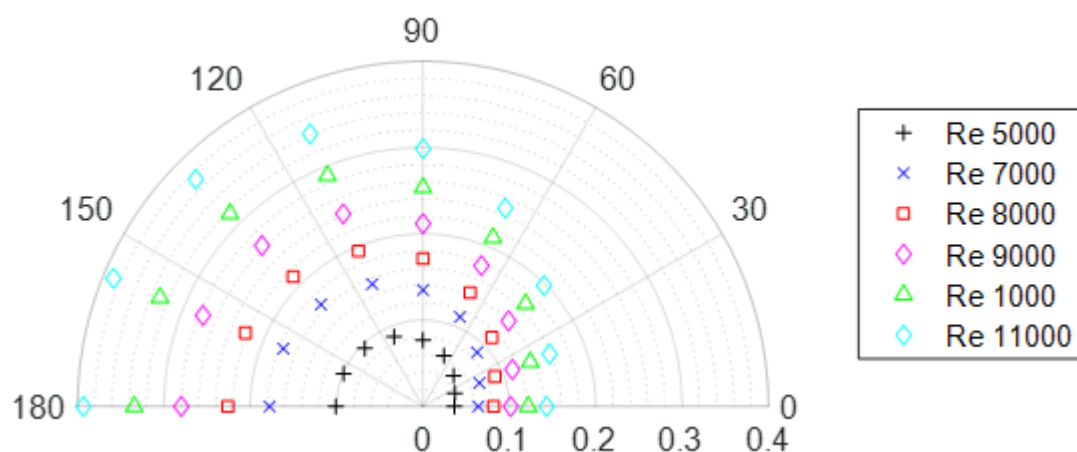


Figura 29. Tensão Cisalhante na Parede Interna – $e = 0,50$. Solução numérica.

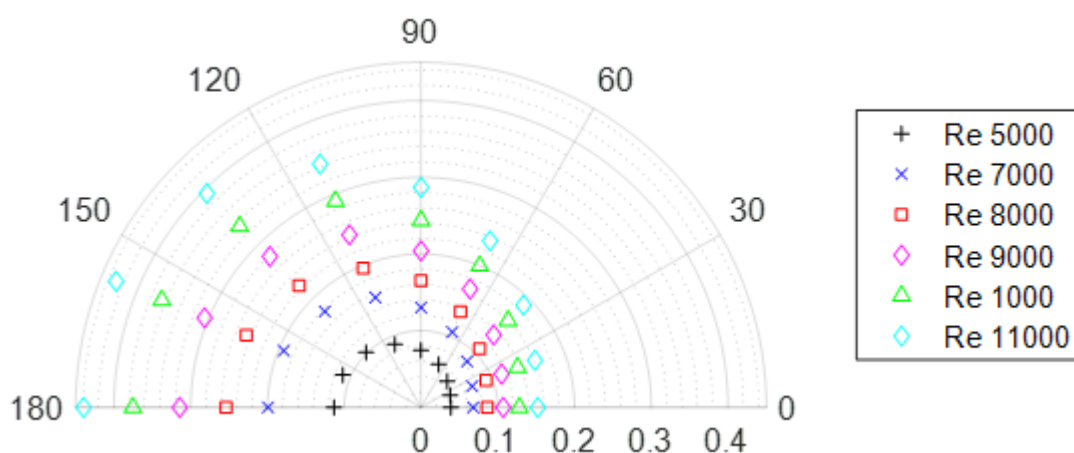


Figura 30. Tensão Cisalhante na Parede Interna – $e = 0,50$. Solução numérica.

Assim como na excentricidade $e = 0,20$, os dados numéricos concordam qualitativamente com os dados experimentais, onde é possível observar valores de tensão cisalhante na parede interna superiores aos da outra parede.

No entanto, quantitativamente é novamente observado uma discrepância entre dados experimentais e numéricos, que por sua vez, pode ser explicada por desafios enfrentados ante à aplicação da metodologia escolhida para avaliação de tal parâmetro.

5.5.2.3 EXCENTRICIDADE 0,70

Por fim, nas Figs. (31) e (32) são apresentadas as tensões cisalhantes, τ_w , na parede externa e na parede interna para excentricidade de $e = 0,70$, respectivamente.

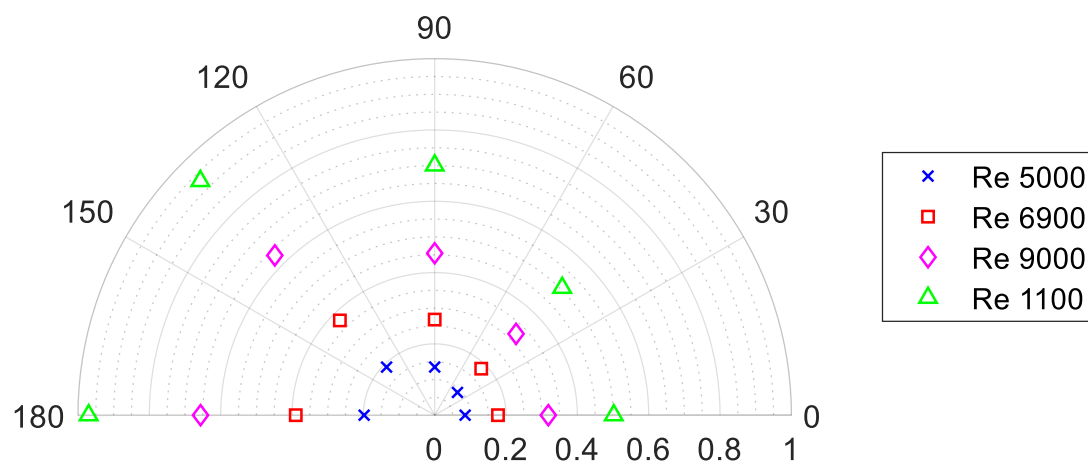


Figura 31. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Externa - $e = 0,70$.

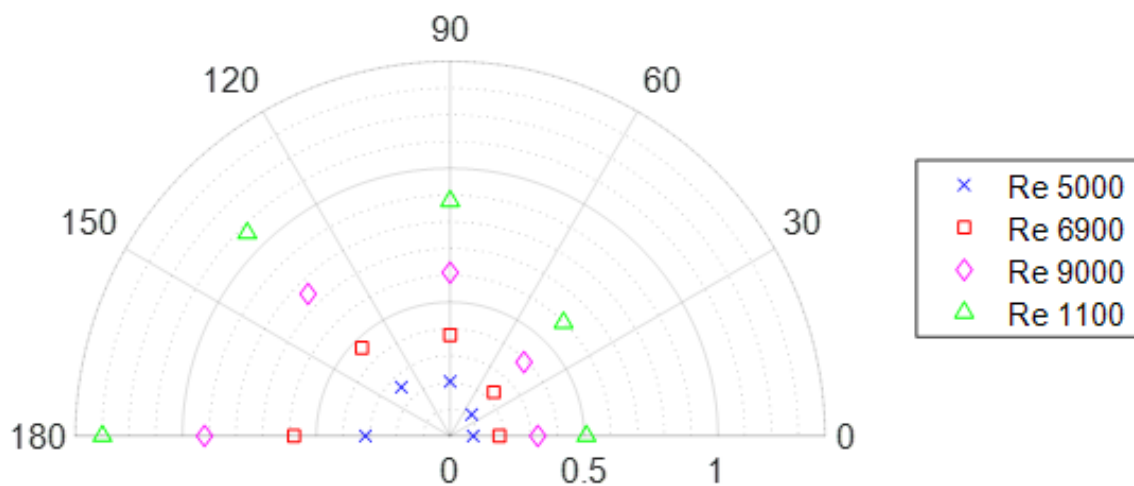


Figura 32. Tensão Cisalhante Experimental na Parede Interna - $e = 0,70$.

Assim como nos demais casos, para a excentricidade $e = 0,70$, também foi possível observar concordâncias dos dados numéricos ante ao esperado. Contudo não foi possível realizar uma análise quantitativa, visto que não as simulações numéricas para este caso não foram concluídas.

Outro ponto que é válido ressaltar é que em todos os casos apresentados, tanto experimental, quanto numericamente, a tensão de cisalhamento tende a diminuir próximo à fenda, posição 0° , e adquirir valores superiores em posições próximas a 180° .

6. CONCLUSÃO

O propósito deste trabalho era determinar experimental e numericamente o fator de atrito de dutos anulares concêntricos e excêntricos. Para tanto foi construída uma bancada experimental, assim como foram fabricadas cinco configurações de teste, uma de seção transversal circular, outra de seção transversal anular concêntrica, e outras três de seção transversal anular excêntrica, de diferentes excentricidades.

Assim, foram avaliados fatores de atrito para número de Reynolds variando de 10000 até 30000 para a seção transversal circular, de 2000 a 10000 para a seção transversal anular concêntrica, e de 3000 a 11000 para as seções transversais anulares excêntricas.

Sendo que para $Re_D \geq 10000$, referente a seção circular, os dados experimentais foram bem descritos pelas equações. Sendo que a solução de Blasius é a que melhor descreveu os resultados.

Já para a seção anular concêntrica, os dados experimentais começam a ser bem descritos pelas soluções analíticas a partir de $Re_{Dh} = 7000$. Sendo que para essa seção, a solução de Gnielinski se mostrou uma melhor alternativa para a descrição dos resultados.

Por fim, para as seções excêntricas, os dados experimentais começam a serem bem descritos pelas curvas de referência a partir de $Re_{Dh} = 7000$, para $e = 0,20$, $Re_{Dh} = 6000$, para $e = 0,50$, e $Re_{Dh} = 5000$ para $e = 0,70$. Sendo que a solução de Gnielinski se mostrou como a melhor opção para descrever os resultados.

Os dados experimentais relativos ao fator de atrito também foram comparados com os dados resultantes das simulações numéricas, apresentando boa concordância tanto para o caso concêntrico, quanto para as simulações de excentricidade $e = 0,20$ e $e = 0,50$.

Dessa forma, é possível afirmar que a bancada experimental alcançou a proposta inicial. Sendo funcional na avaliação de perda de carga e fator de atrito para escoamentos internos, a partir de uma determinada faixa de Reynolds.

Já para Reynolds inferiores a essa faixa, os valores de fator de atrito se mostraram divergentes de soluções analíticas para os regimes laminar e turbulento. Assim, foram considerados dados compreendidos na região de transição, e portanto, não são possíveis de serem avaliados por meio da bancada experimental.

A partir destes dados, foi possível observar a influência da geometria da seção transversal ante ao parâmetro avaliado. De forma que quão maior for a excentricidade da seção transversal, e , menor será o valor de fator de atrito, sendo portanto, grandezas inversamente proporcionais.

Quanto ao estudo relativo à tensão de cisalhamento na parede externa da seção anular concêntrica, os dados mostraram-se promissores independente de posição. Além de apresentarem concordância entre si, também estão de acordo com os resultados encontrados por Chung *et al.* (2002).

Os dados relativos à tensão cisalhante na parede interna, por sua vez, apresentaram valores constantes entre si, independente de angulação e número de Reynolds, e ainda, apresentaram valores superiores a parede externa, de fato o que era esperado dado o referencial teórico.

Contudo, ainda necessita de maiores investigações e de melhorias na metodologia, visto que houve um erro relativamente alto ao se comparar com o valor encontrado por Chung *et al.* (2002) para tais condições.

Quanto à tensão de cisalhamento nas paredes externa e interna das seções anulares excêntricas, os dados se mostraram promissores ante a análise qualitativa, apresentando valores de tensão na parede interna, superiores aos valores encontrados na parede externa.

Sendo possível observar que a tensão cisalhante tende a diminuir na área da fenda, e a aumentar em demais regiões da seção transversal.

No entanto, a análise quantitativa destes dados apenas foi iniciada com a comparação de dados experimentais e numéricos para as excentricidades de $e = 0,20$ e $0,50$, que por sua vez, não apresentaram resultados contundentes, levantando a necessidade de estudos mais aprofundados quanto à metodologia de medição experimental.

7. TRABALHOS FUTUROS

Dessa forma, para trabalhos futuros propõe-se a continuação da análise quantitativa ante à tensão de cisalhamento nas paredes da seção anular excêntrica, além da otimização da metodologia de medição experimental desta grandeza.

Outro ponto a ser explorado é a otimização da bancada experimental desenvolvida, com intuito de aumentar a faixa de número de Reynolds que retornam valores confiáveis de fator de atrito e tensão de cisalhamento, permitindo assim, uma análise ainda mais ampla.

Por fim, pode-se aprofundar quanto ao impacto da geometria excêntrica nos parâmetros analisados, estudando-se então, a relação entre os raios, r/R , e sua influência ante aos parâmetros abordados no presente estudo.

8. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Alves, P. R. V. 2000. Análise de um coeficiente geométrico para estimativa de perdas de carga em linhas laterais de irrigação por gotejamento. Dissertação de Mestrado em Hidráulica e Saneamento. Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos.

Assefa, K. M., Kaushal D. R. 2015. A comparative study of friction factor correlations for high concentrate slurry flow in smooth pipes. *Journal of Hydrology and Hydromechanics*, vol.63, n.1., pg. 13-20.

Bejan, A. 2004. *Convection Heat Transfer*, 3ª ed. Wiley, 696 pg.

Bernuth, R. D. V. 1990. Simple and accurate friction loss equation for plastic pipe. *J. Irrig. Drain. E. - ASCE*, New York, v. 116, n. 2, p. 294-298, 1990.

Cardoso, G. G. G., Frizzone, J. A., Rezende, R. 2008. Fator de atrito em tubos de polietileno de pequenos diâmetros. *Acta Sci*, vol.30, n. 3, pg. 299-305.

Cengel, Y. A. 1998. *Thermodynamics: Na Engineering Approach*. 3ª ed., McGraw-Hill College, 960 pg.

Chung, S. Y., Rhee G. H., Sung, H. J. 2002. Direct numerical simulatin of turbulent concentric annular pipe flow. Part 1: Flow filed, *International Journal of Heat and Fluid Flow*, vol. 23, n. 4, pg. 426-440.

Ferrari, J. M. S., Goulart, J. N. V. 2015. Simulação Numérica do Escoamento Laminar em um Canal Complexo. *Revista Interdisciplinar de Pesquisa em Engenharia-RIPE*, vol. 1, n. 2, pg. 47-63.

Gnielinski, V. 2009. Heat Transfer Coefficients for Turbulent Flow in Concentric Annular Ducts, *Heat Transfer Engineering*, vol. 30, n. 6, pg. 431-436.

Kaneda, M., Yu, B., Ozoe, H., Churchill, S. W. 2003. The characteristics of turbulent flow and convection in concentric circular annuli. Part I: flow. International Journal of Heat and Mass Transfer, vol. 46, n. 26, pg. 5045-5057.

Kolmogorov, A.N. 1942. Equations of turbulent motion in an incompressible fluid. Izv. Akad. Nauk. SSSR ser. Fiz. 6, 56-58.

LaViolette, M. 2017. On the History, Science, and Technology Included in the Moody Diagram, vol. 139, n. 3, pg. 1-23.

Liu, N., Lu, X. 2004. Large eddy simulation of turbulent concentric annular channel flows. International Journal for Numerical Methods in Fluids, vol. 45, n. 12, pg. 1317-1338.

Lopez, J. J. O. 2014. Simulação numérica das características do escoamento turbulento sobre cilindros dispostos lado a lado, Dissertação de mestrado em integridade de materiais da engenharia, UnB Gama.

Merzari, E., Ninokata, H. 2008. Anisotropic Turbulence and Coherent Structures in Eccentric Annular Channels, Flow Turbulence and Combustion, vol. 82, n. 1, pg. 93-120.

Menter, F., 1994. Two-Equation Eddy-Viscosity Transport Turbulence Model for Engineering Applications. AIAA Journal 32(8), 1598-1605.

Ota, T., Kimura, S., Kiwata, T., Komatsu, N., Takaaki, K. 2014. Experimental Confirmation on the Calibration Curves for Preston's Method. Journal of Energy and Power Engineering, vol. 8, n. 1, pg. 689-692.

Pereira, I. B., Ribeiro, D. C., Romero, O. J. 2017. Three-Dimensional Modelling of Heat Transfer in Wellbore During Steam Injection Process. IEEE Latin America Transactions, vol.15, n. 4, pg. 690- 697.

Porto, R. M. 2006. Hidráulica básica. 4.ed. São Carlos: Ed. EESC-USP, 540 pg.

Rehme, K. 1974. Turbulent flow in smooth concentric annuli with small radius ratios, Journal of Fluid Mechanics, vol. 64, n. 2, pg. 263-288.

Severino, H. A. M. 2018. Caracterização numérica/experimental do escoamento turbulento em um canal contendo um duto circular, Dissertação de mestrado em integridade de materiais da engenharia, UnB Gama.

Silva, F. M. C., Apolinario, M. F., Siqueira, A. M. O, Candian, A. L. M., Moreira, L. A. F., Sarti, M. R. 2017. Experimento Didático de Reynolds e Conceitos Básicos em Mecânica dos Fluidos, The Journal of Engineering and Exact Sciences, vol. 03, n.03, pg. 346-357.

Silva Freire, A. P., Cruz, D. O. A. 1998. Equações do Movimento e Resultados Assintóticos Aplicados à Teoria de Camada Limite, I Escola de Transição e Turbulência, Mini-Cursos, Cap. 2, Rio de Janeiro, Brasil.

Sousa, J. S. C., Neto, J. D. 2014. Equação Explícita para Cálculo do Fator de Atrito de Darcy-Weisbach em Projetos de Irrigação Pressurizada. Brazilian Journal of Irrigation and Drainage, vol. 19, n. 01, pg. 137-148.

Veloso, D. A., Sandoval, D.C., Goulart, J.N.V., De Melo, T. 2018. Estudo experimental da influência de parâmetros geométricos de tubulações na perda de carga, no fator de atrito e na tensão cisalhante em escoamento turbulento, Congresso Nacional de Engenharia Mecânica- CONEM.

White, F. M. 2007. Fluid Mechanics, 6ª ed. New York: McGraw-Hill, 864 pg.

ANEXOS

		Pág.
Anexo I	Planilha de Calibração Equipamento da DWYER	89
Anexo II	Planilha de Calibração – Tubo de Preston	90
Anexo III	Artigo Publicado CONEM 2018	91

ANEXO I: Planilha de Calibração Equipamento da DWYER

Tabela 1. Dados referentes à calibração - DWYER

Frequência [Hz]	DP [m ²]	DP [Pa]	Corrente [mA]	DP [DM 2000]	Sensibilidade
0	4	0	3,94	0	0
7	4,05	1,25	3,98	1	0,04
17,15	4,4	10	4,26	10	0,32
22,06	4,69	17,25	4,54	18	0,6
33,15	5,6	40	5,29	42	1,35
38,38	6,14	53,5	5,76	57	1,82
51,39	7,74	93,5	7,11	99	3,17
60	8,92	123	8,11	128	4,17

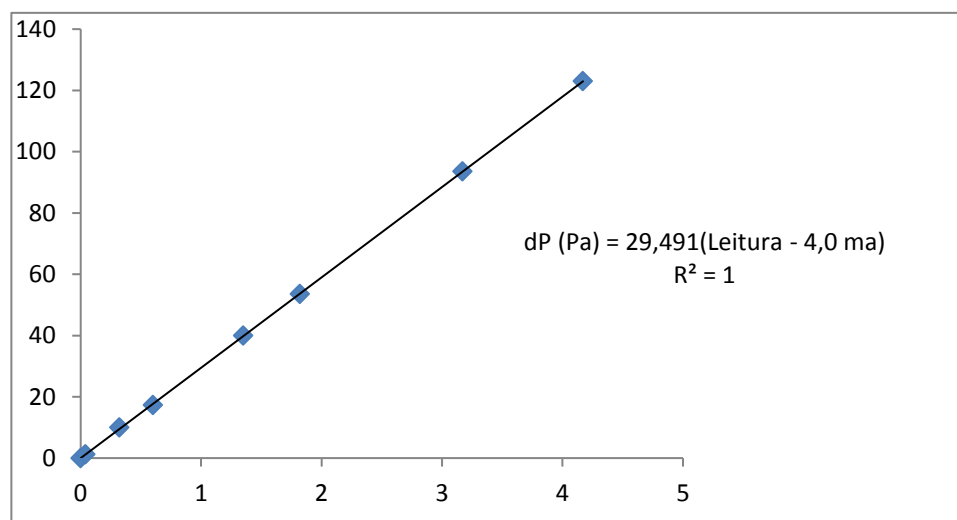


Figura 1. Curva de calibração - DWYER

ANEXO II: Planilha de Calibração – Tubo de Preston

Tabela 1. Dados referentes à Calibração – Tubo de Preston

Vel. [m/s]	Perda de Carga [Pa]	Pressão Diferencial - Pitot [mA]	Pressão Diferencial - Pitot [Pa]	u^{*2}	u^2 - Pitot	τ^+	Δp^+
5,846	55,685	4,355	11,958	0,241	19,847	2371,948	97794,153
8,070	79,337	4,547	17,585	0,343	29,186	3379,401	143814,931
9,999	106,916	4,717	22,567	0,462	37,456	4554,139	184562,494
12,088	138,451	4,985	30,422	0,598	50,492	5897,411	248799,830
14,470	173,767	5,320	40,240	0,751	66,788	7401,725	329096,499
16,853	215,121	5,651	49,941	0,930	82,889	9163,208	408434,403
18,692	256,650	6,036	61,224	1,109	101,617	10932,182	500715,650
20,633	302,400	6,478	74,179	1,307	123,118	12880,924	606659,315

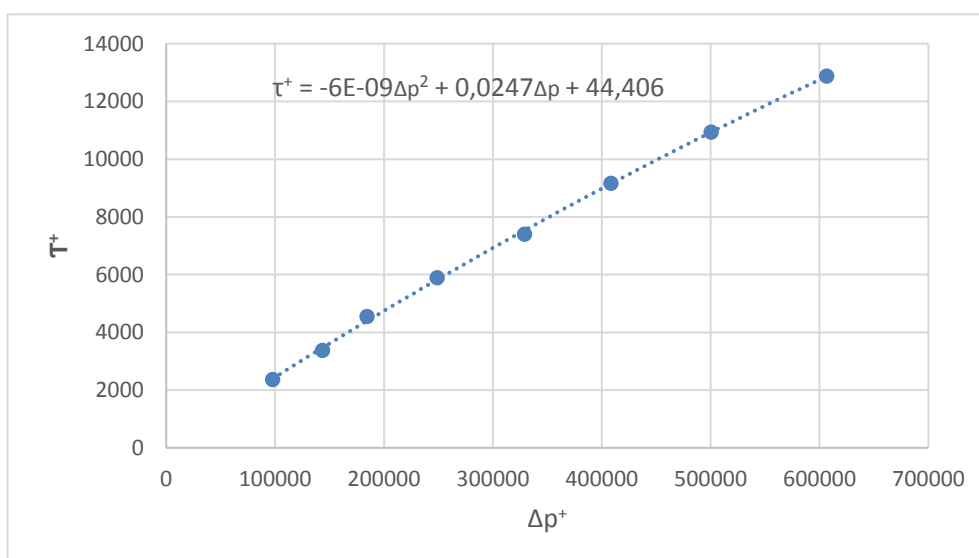


Figura 1. Curva de Calibração – Tubo de Preston



20 A 24 DE MAIO DE 2018 SALVADOR – BA – BRASIL

ESTUDO NUMÉRICO E EXPERIMENTAL DA PERDA DE CARGA, FATOR DE ATRITO E TENSÃO CISALHANTE EM DUTOS DE PASSAGEM ANULAR SOB ESCOAMENTO TURBULENTO

D.A. Veloso, danily.veloso@gmail.com¹

D.C. Sandoval, diana.csandovalc@gmail.com¹

T. de Melo, tiago.melomec@gmail.com^{1,2}

J.N.V. Goulart, jvazgoulart@gmail.com¹

¹Grupo de Mecânica Experimental e Computacional – GMEC, Universidade de Brasília, Faculdade do Gama – FGA, St. Leste Projeção A - Gama Leste, Brasília - DF, 72444-240.

²Centro Universitário do Distrito Federal - UDF, SHCS Q 704/904 - Brasília, DF, 70390-045.

Resumo: No campo de engenharia são encontradas diferentes aplicações onde se desenvolve escoamento turbulento em passagens concêntricas, tais como tubulações de extração de petróleo, trocadores de calor, interior de reatores nucleares entre outros. Ensaios experimentais e simulações numéricas utilizando a plataforma comercial Ansys – CFX foram desenvolvidas para avaliar a perda de carga, o fator de atrito e a distribuição de tensão cisalhante para um duto de passagem anular concêntrico com uma razão de raios, $r/R = 0,50$. Os ensaios experimentais e simulações numéricas ocorreram para uma faixa de números de Reynolds (Re) de $[4000 - 10200]$. Para o domínio computacional foi usada uma discretização em volumes finitos e o modelo de turbulência $k - \omega$ SST. O número de Reynolds foi baseado na velocidade média (u_m), no diâmetro hidráulico da seção de testes (D_h) e na viscosidade cinemática do fluido de trabalho - ν . Os resultados obtidos tanto experimentalmente quanto numericamente foram comparados com equações analíticas disponíveis na literatura e apresentaram boa concordância com os valores esperados.

Palavras-chave: tubos concêntricos, escoamento turbulento, perda de carga, fator de atrito, tensão cisalhante.